

Experimentelle Untersuchungen
zur
"Anomalie" der γ -Spektren nach
Einfang langsamer Neutronen

Hellmut Hanle

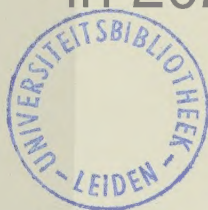
Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

1966

1967



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41545305_0013

Experimentelle Untersuchungen

zur

"Anomalie" der γ -Spektren nach

Einfang langsamer Neutronen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Hellmut Hanle

aus Jena

Dezember 1966

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität
Frankfurt am Main

Dekan; Professor Dr. J. Stauff
Erster Berichterstatter: Professor Dr. N. Fiebiger
Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. E. Schopper

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Februar 1967

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Neutroneneinfangprozess	3
2.1 Intensitätsverteilung nach dem statistischen Modell	
2.2 Gemessene Intensitätsverteilung	4
2.3 Theorie des "anormalen" Einfangs	5
2.4 Minimaler thermischer Wirkungsquerschnitt	8
2.5 Vergleich mit anderen Experimenten	10
3. Prinzip des Experiments	12
4. Auswahl und Daten der Targets	15
4.1 Spin und Parität	
4.2 "Anomaler" Wirkungsquerschnitt	16
4.3 Resonanzenergien	17
5. Experimentelle Anordnung	22
5.1 Interne Targetanordnung	
5.2 Paarspektrometer	24
5.3 Externe Targetanordnung	25
5.4 Ge-Detektor	
5.5 Vergleich der beiden Spektrometer	27
5.6 Neutronenflußmessungen	30
6. Messungen	33
6.1 Untergrund	34
6.2 Energiebestimmungsmessungen	35
6.3 Messungen mit Änderung des Neutronenspektrums	
7. Ergebnisse und Diskussion	44
7.1 Voraussetzungen der Theorie	
7.2 Normierung	46
7.3 Allgemeine Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie	49
7.4 Mangan	52
7.5 Vanadium	56
7.6 Gold	57
7.7 Tantal	64
7.8 Ergänzende Experimente	68
8. Zusammenfassung	70

Fortsetzung des Inhaltverzeichnis

A n h a n g

A. γ -Breiten und Intensitätsverteilungen	72
B. Vergleich zwischen (n,γ) - und (d,p) -Daten	73
C. Neutroneneinfang bei höheren Energien	75
C.1 s- und p-Resonanzeinfang	
C.2 Einfang mittelschneller Neutronen	
C.3 Schneller Neutroneneinfang	77
D. $(n,n'\gamma)$ -Reaktionen	79
E. Resonanztheorie	80
F. Paarspektrometerelektronik	81
G. Ge-Detektor - Elektronik	83
H. Targetmaterial	
I. Ge-Detektor - Spektren	
I.1 Vanadium	84
I.2 Mangan	86
I.3 Tantal	
I.4 Gold	91
J. Neutroneneinfang in Gold und Tantal	
 Literaturverzeichnis	 95

1. Einführung

Bei der Diskussion von Kernreaktionen wird von Modellvorstellungen ausgegangen. Ein Kern A und ein Teilchen a treten in Wechselwirkung und gehen z.B. in einen Kern B und in ein Teilchen b über.

Das Teilchen a regt zunächst nach dem Eindringen in den Kern A nur ein Nukleon an. Verläßt nun ohne weitere Wechselwirkung das Teilchen a oder das angeregte Nukleon oder beide den Restkern, dann spricht man von einer "d i r e k t e n" R e a k t i o n. Treten dagegen nach diesem ersten Anregungsprozess Wechselwirkungen mit anderen Nukleonen des Restkerns auf, dann bezeichnet man diesen Prozess als "C o m p o u n d"-R e a k t i o n. In mehreren Schritten wird die dem System zur Verfügung stehende Energie auf die einzelnen Nukleonen des Kerns (A+a) verteilt. Nach einer endlichen Zeit wird ein statistisches Gleichgewicht im angeregten "Compound"-Kern herrschen. Nach statistischen Gesetzen sollte dieser Kern seine Energie (möglicherweise unter Aussendung eines Teilchens b) abgeben. Die "direkte" Reaktion kann auch als erste Stufe einer "Compound"-Reaktion betrachtet werden.

Der Einfang langsamer Neutronen $A(n,\gamma)B$ wird im allgemeinen als Compoundreaktion betrachtet und man erwartet eine statistische Verteilung der emittierten γ -Quanten entsprechend den Übergangswahrscheinlichkeiten (s. Anhang A). Bei den Kernen im Bereich der Massenzahlen $A \approx 50$ u. ≈ 190 werden jedoch nach dem Neutroneneinfang hochenergetische γ -Übergänge mit hoher Intensität beobachtet, die sich mit einer einfachen Compoundkerntheorie nicht erklären lassen. Man nimmt an, daß bei diesen Kernen ein "d i r e k t e r" E i n f a n g möglich ist, d.h. daß das einlaufende Neutron unmittelbar in einen Einteilchenzustand übergeht.

Die Neutroneneinfang- γ -Spektren einiger Kerne (Vanadium, Mangan, Gold und Tantal), die solche "anormalen" γ -Übergänge aufweisen, sollen in der vorliegenden Arbeit untersucht werden. Da nach der Theorie (La 60; s. Kap. 2.3) diese γ -Übergänge eine Abhängigkeit von der Neutronenenergie zeigen sollen, wird die Energieverteilung der Neutronen

durch Filter, die die thermischen und Resonanzneutronen absorbierten, geändert und die verschiedenen Einfang- γ -Spektren untereinander verglichen.

Es sollte versucht werden, aus den Intensitätsänderungen, die bei Resonanz- bzw. verstärktem Zwischenresonanzeinfang gegenüber dem Einfang thermischer Neutronen gemessen werden, Aussagen zum Einfangmechanismus zu machen.

2. Neutroneneinfangprozess

2.1 Intensitätsverteilung nach dem statistischen Modell

Auf Grund der scharfen Resonanzen beim Einfang langsamer Neutronen nahm man an, daß sich nach dem Einfang ein Compound-system mit der Anregungsenergie B_n (kin.Energie $\ll$ Bindungsenergie B_n) aufbaut. Der "q u a s i s t a t i o n ä r e" Z w i s c h e n z u s t a n d wird nach statistischen Gesetzen zerfallen. Für Einteilchenübergänge kann eine Intensitätsverteilung des ersten nach dem Neutroneneinfang emittierten (primären) γ -Quants der Energie E_γ für Kerne mit $A > 20$ angegeben werden unter der Voraussetzung, daß die Übergangswahrscheinlichkeit nur von der Energie des Anfangs- und Endzustands abhängt und daß das mittlere Übergangsmatrixelement konstant ist (s.B1 59 u. Anhang A):

$$v(E_\gamma) = C \cdot E_\gamma^3 \cdot \rho(E_x) \quad ^+ \quad (2.1)$$

Anregungsenergie: $E_x = B_n - E_\gamma$
 energieunabhängige Konstante: C

Die Niveaudichte $\rho(E_x)$ zeigt experimentell ein mit der Energie E_x starkes Anwachsen, z.B. werden in der Literatur folgende mathematischen Ansätze diskutiert (Ba 61):

$$\rho(E_x) = A \cdot e^{E_x/T} \quad (2.2a)$$

$$\rho(E_x) = B \cdot e^{2\sqrt{a \cdot E_x}} \quad (2.2b)$$

energieunabhängige Konstanten: A, T, B, u. a

Nach (2.1) u. (2.2) erwartet man für die Intensitätsverteilung der primären E1-Strahlung einen der Abb.2.b (durchgezogene Kurve) entsprechenden Verlauf (hier gerechnet für den Einfang in Indium, B1 59: Abb.7.4).

Bei der Messung einer Intensitätsverteilung ist es im allgemeinen nicht möglich, μ -Quanten primärer Übergänge

⁺) diese Formel gilt für elektr.Dipolstrahlung, die entsprechenden Formeln für andere Strahlungsarten: s.Anhang B

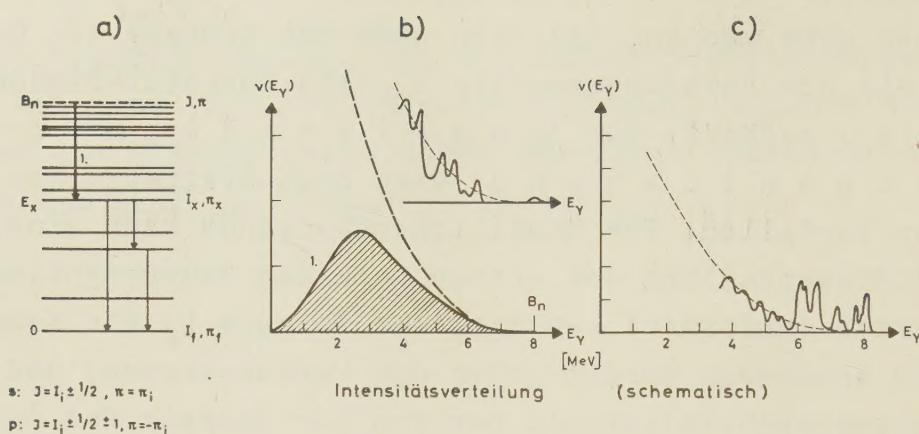


Abb. 2.1

von solchen, die sekundären Übergängen eines Kaskadenzerfalls zuzuordnen sind, zu unterscheiden (s. Abb. 2.1a). Die theoretische Intensitätsverteilung aller γ -Übergänge ist in Abb. 2.1b (gestrichelt) angedeutet.

Bei guter Energieauflösung (z.B. $R_{(E_\gamma \approx 5 \text{ MeV})} = \frac{\Delta E}{E} = 3\%$ bei einem NaJ-Paarspektrometer: s. Tab. 5.1) wird bei hochenergetischen γ -Übergängen, d.h. Übergänge in ein Gebiet niedriger Niveaudichte, die gemessene Intensitätsverteilung eine Struktur aufweisen (Abb. 2.1b oben). Diese gemessene Intensitätsverteilung wird im folgenden als "normal" bezeichnet. Eine Mittelung über die Intensitäten der einzelnen Übergänge oder eine Messung mit schlechter Auflösung ergibt die erwartete theoretische Verteilung.

2.2 Gemessene Intensitätsverteilung

Bei einer systematischen Untersuchung von γ -Spektren nach Einfang thermischer Neutronen (mittlere Energie: $E_n \approx 0.03 \text{ eV}$) in Kernen mit einer Massenzahl $A \geq 20$ stellt man Abweichungen der Intensitätsverteilungen von den erwarteten fest. In den Massenbereichen $40 \leq A \leq 70$ und $170 \leq A \leq 208$ treten Gruppen hochenergetischer Übergänge auf, deren Intensität weit über dem auf Grund von statistischen Gesetzen abgeleiteten Wert der Intensität liegt. Abb. 2.1c zeigt

schematisch solche hochenergetischen intensitätsstarken γ -Gruppen.

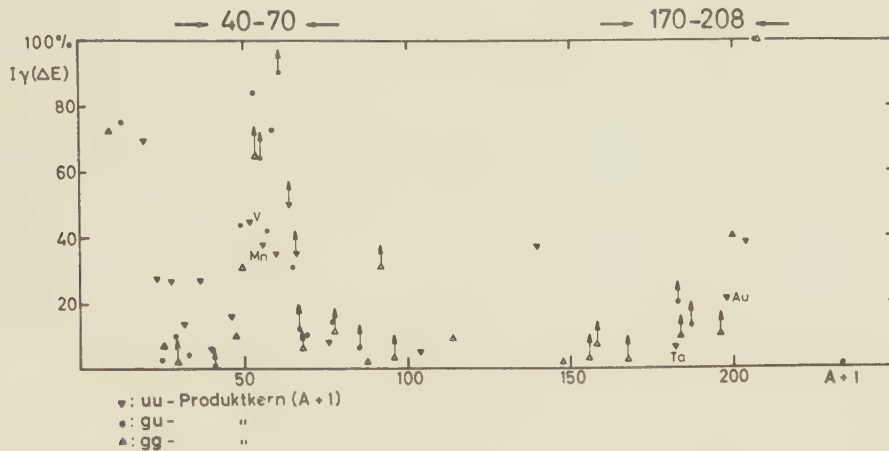


Abb. 2.2 Verteilung der "anormalen" Intensitäten

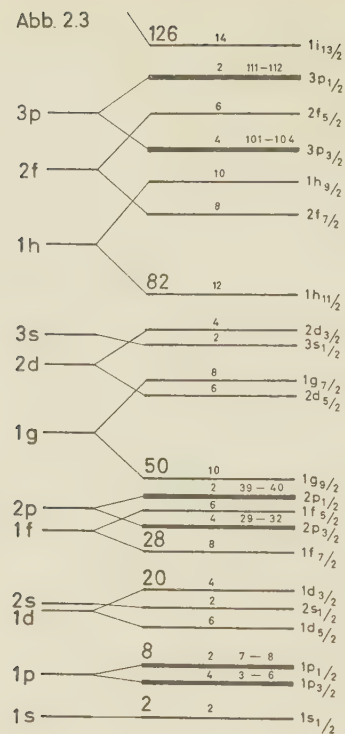
In Abb.2.2 ist der prozentuale Anteil der hochenergetischen γ -Übergänge an der Gesamtintensität in Abhängigkeit von der Massenzahl des Produktkerns ($A+n$) aufgezeichnet (nach Gr 59). Alle Übergänge mit einer Energie $>80\%$ der Neutronenbindungsenergie B_n werden als hochenergetisch deklariert ⁺). Bei den mit Pfeilen gekennzeichneten Werten konnte nur eine untere Grenze dieser prozentualen Intensität festgelegt werden (Gr 59). Deutlich zeigen Kerne um $A=55$ und $A=170$ diese im folgenden als "anomal" bezeichneten intensitätsstarken hochenergetischen Übergänge. Besonders auffallend sind die Angaben für den Neutroneneinfang in Blei: die beiden angeregten Kerne Pb^{207} und Pb^{208} zeigen mit meßbarer Intensität nur Grundzustandsübergänge.

2.3 Theorie des "anormalen" Einfangs

Lane und Lynn (La 60 u. 60a) zeigen einen Zusammenhang zwischen diesen intensitätsstarken "anormalen" Übergängen und der Niveaufolge, wie sie aus dem strengen Einteilchen-

⁺) Da bei gg-Kernen (=Einfang in gu-Kerne) zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand im Einteilchenmodell eine Energielücke $\Delta E \approx 1.5$ MeV entsprechend der Paarungsenergie auftritt, wurde bei diesen Kernen der Bereich der hochenergetischen Übergänge um diese Energie erweitert.

Abb. 2.3



Schalenmodell (Neutronen)

(nach Preston)

schalenmodell (Abb.2.3) folgt, auf. Bei den Kernen $40 \leq A \leq 70$ und $170 \leq A \leq 208$ liegen gebundene unbesetzte oder nicht vollständig besetzte Einteilchenzustände mit einer Bahndrehimpulsquantenzahl $\ell=1$, d.h. p-Zustände, nahe dem Grundzustand des nach Neutroneneinfang gebildeten Korns ($A+n$). Langsame Neutronen können wegen der Zentrifugenbarriere nur als s-Neutronen, d.h. ohne Bahndrehimpulsübertragung an den Targetkern $A \cdot (\ell_n=0)$ eingefangen werden. Diese s-Neutronen, die also nur ihren Eigenspin $s=1/2$ übertragen, können nach einer vereinfachten Darstellung der Theorie (La 60) unmittelbar in einem dieser unbesetzten Einteilchen-p-Zustände übergehen. Da dabei nur eine Bahndrehimpulsänderung von $\Delta\ell=1$ ($s:\ell=0$; $p:\ell=1$) und Paritätswechsel ($s:\pi=+$; $p:\pi=-$) auftreten, wird El -Strahlung emittiert.

Lane und Lynn entwickelten eine R-Matrix-Theorie, die den Einfang langsamer Neutronen in und in der Nähe der Resonanzen behandelt. Der Neutroneneinfangquerschnitt wird zunächst örtlich in zwei Anteile zerlegt und zwar werden Vorgänge, bei denen sich das einlaufende Neutron in der Reichweite der Kernkräfte der Targetnukleonen $r \leq R$ befindet, von Vorgängen, die sich außerhalb des Korns $r > R$ geschehen, getrennt:

$$r \leq R : \sigma_{\text{internal resonance}}$$

$$r > R : \sigma_{\text{channel resonance}} + \sigma_{\text{hard sphere}}$$

$\sigma_{\text{hard sphere}}$ berücksichtigt die Streuung am Kern (komplexes Potential), wenn dieser als harte Kugel angenommen wird.

Darüberhinaus wird eine energetische Trennung der Wirkungsquerschnittanteile vorgenommen und zwar in Bezug auf die Resonanzenergien E_λ :

$$E_n \approx E_\lambda : \sigma_{\text{local}}$$

$$E_n \neq E_\lambda : \sigma_{\text{distance}}$$

Entsprechend ihrem Verhalten werden die Wirkungsquerschnitte in 3 Anteile zusammengefaßt:

$$\sigma_{\text{int.res.}} = \sigma_{\text{loc.int.res.}} + \sigma_{\text{dist.int.res.}} = \sigma_{\text{compound}}$$

$$\sigma_{\text{h.s.}} + \sigma_{\text{dist.ch.res.}} = \sigma_{\text{potential}}$$

$$\sigma_{\text{loc.ch.res.}} = \sigma_{\text{Kanal}}$$

Ist das einlaufende Neutron in den Kern eingedrungen, dann bildet sich ein Compoundkern: σ_{Compound} . Bei den beiden anderen Einfangprozessen, dem "Potentialeinfang" (in der Literatur auch als "direkter" Einfang bezeichnet) und dem "Kanaleinfang", tritt das Nukleon vor dem Eindringen in den Kern mit diesem in Wechselwirkung, kann also unmittelbar beim Einfang unter Aussendung von γ -Strahlung in Einteilchenendzustände, die unbesetzt sind, übergehen. In dieser sehr vereinfacht dargestellten Zerlegung des Wirkungsquerschnitts an Hand der Theorie von Lane und Lynn wurde nicht berücksichtigt, daß auch Interferenzen zwischen den einzelnen Einfangmechanismen auftreten.

Während der Wirkungsquerschnitt des Kanaleinfangs proportional dem Wirkungsquerschnitt der entsprechenden Resonanz

verläuft, zeigt der Potentialeinfang ein von der Geschwindigkeit des Neutrons abhängiges Verhalten (s. Abb. 7.1):

$$\sigma_{\text{Kanal}} \sim \sigma_{\text{res}} \sim \sigma_{\text{compound}} \quad \text{für eine Resonanz}$$

$$\sigma_{\text{Potential}} \sim 1/v$$

Lane und Lynn geben Formeln zur Berechnung der einzelnen Anteile an und schätzen für schwere und mittelschwere Kerne, die "anomale" Übergänge zeigen, die Anteile ab (La 60a; Tab. 1 u. 2). Die Werte stimmen in der Größenordnung mit den experimentell bestimmten überein (s. Tab. 4.2).

Auf der Grundlage der Theorie von Lane und Lynn wurde in vielen experimentellen und theoretischen Arbeiten versucht, die verschiedenen Anteile, die zum Einfangwirkungsquerschnitt beitragen, zu bestimmen. Besonders eingehend wurde der Einfangmechanismus in Gold und Mangan untersucht (s. Kap. 7).

2.4 Minimaler thermischer Wirkungsquerschnitt

Wenn dieser Einfang mit Übergängen zu gebundenen Einteilchen-p-Zuständen bedeutend ist, muß sich dies in der Größe des Wirkungsquerschnitts für den Neutroneneinfang bemerkbar machen. Morinaga und Ishii (Mo 60) untersuchten in Bezug auf diesen Einfangprozess die Größe des thermischen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Massenzahl. In Abb. 2.4 sind alle bekannten thermischen Neutroneneinfangquerschnitte in Abhängigkeit von der Neutronenzahl des Targetkerns A mit ihren gemessenen Fehlern aufgetragen (nach Gr 59 u. Be 64).

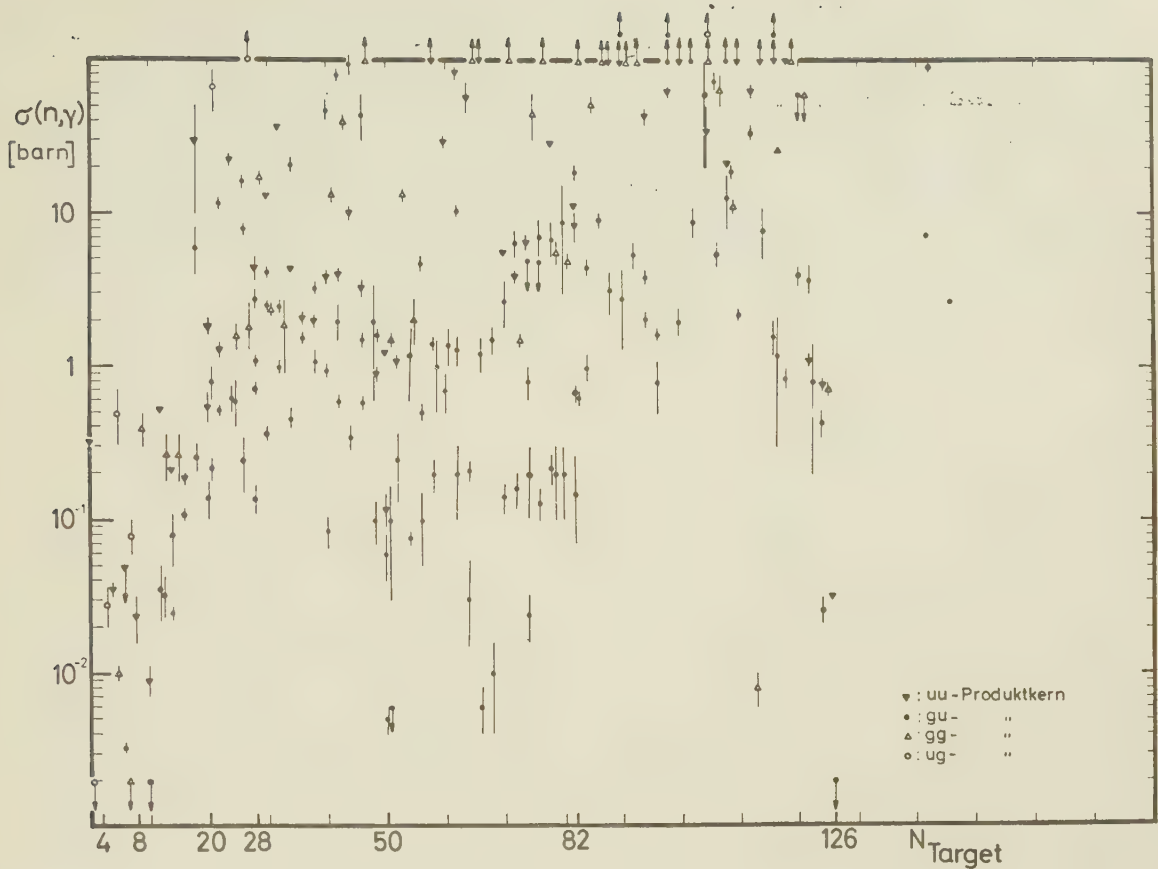


Abb.2.4 Thermische Wirkungsquerschnitte

Die Werte für die Wirkungsquerschnitte sind über 6 Zehnerpotenzen verteilt. Interessant ist aber in Bezug auf den "anormalen" Potentialeinfang nur der Verlauf der minimalen Wirkungsquerschnitte, da die hohen Wirkungsquerschnitte mit Neutronenresonanzeinfang zu erklären sind und nur die minimalen Wirkungsquerschnitte dem $1/v$ -Einfang zugeordnet werden können.

Auch der minimale Wirkungsquerschnitt erstreckt sich über einige Zehnerpotenzen und fällt in der Umgebung der "magischen" Neutronenzahlen $N=8, 50$ u. 126 stark ab. Dagegen zeigen sich bei den anderen magischen Zahlen $N=20, 28$ u. 82 keine Minima. Die untere Envelope des Wirkungsquerschnitts steigt für $N>15$ und $N>70$. Bei diesen Neutronenzahlen treten die ersten $2p$ - bzw. $3p$ -Einteilchenzustände als gebundene

Zustände auf. Für etwa $30 \leq N \leq 45$ bzw. $40 \leq A \leq 70$ und $90 \leq N \leq 125$ bzw. $170 \leq A \leq 208$ (Abb.2.2) liegen diese gebundenen unbesetzten Einteilchen-p-Zustände nahe dem Grundzustand des Kerns $(A+1)^+$. Für Kerne mit $N \approx 50$ und $N \approx 126$ sind die p-Niveaus voll besetzt, d.h. "p-Einfang" ist nicht mehr möglich, der Einfang kann nur noch unter Bildung eines Compoundkerns erfolgen. Schematisch sind diese gebundenen p-Zustände oberhalb der Fermi-kante in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N unter der

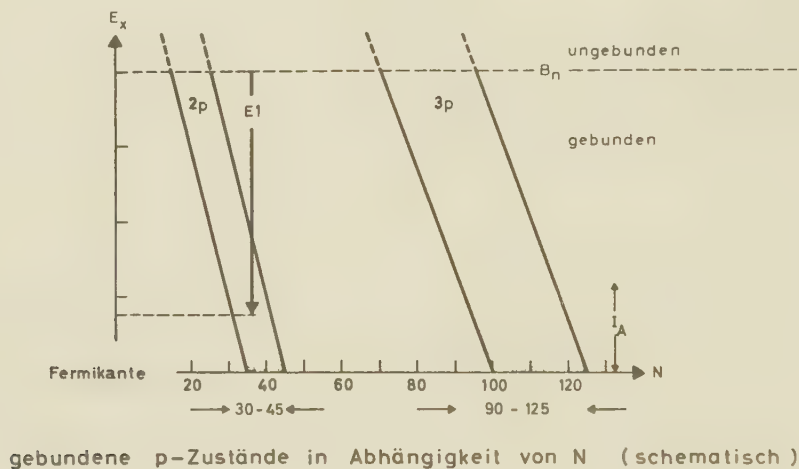


Abb. 2.5

Annahme gleicher Neutronenbindungsenergie in allen Kernen in Abb.2.5 dargestellt.

2.5 Vergleich mit anderen Experimenten

Um sicherzustellen, daß es sich bei den diskutierten γ -Übergängen um primäre handelt, werden Vergleiche mit den Energien der Anregungsniveaus, wie sie aus (d,p)-Messungen folgen, durchgeführt (s. Anhang B). Die meisten der "anormalen" Übergänge können durch diesen Vergleich als primäre ausgewiesen werden. Darüberhinaus zeigen bei (d,p)-Messungen viele der durch diese Übergänge erreichten angeregten Niveaus p-Charakter.

Auch bei Einfang mittelschneller und schneller Neutronen treten Gruppen von γ -Übergängen mit Intensitäten auf, die nicht mit einem statistischen Zerfall eines nach dem Einfang sich bildenden Compoundkerns $(A+n)^+$ der Anregungsenergie $E^+ = B_n + E_n(\text{kin})$ erklärt werden können (s. Anhang C).

Im Gegensatz zu den γ -Spektren der (n,γ) -Reaktion zeigen die γ -Spektren der inelastischen Neutronenstreuung den nach Abb.2.1b (gestrichelte Kurve) erwarteten Verlauf in ihrer Intensitätsverteilung (Be 66 u. Anhang D). Aus der Verteilung der gestreuten Neutronen folgt, daß die $(n,n'\gamma)$ -Reaktion unter Bildung eines Compoundkerns verläuft. Also muß der Ablauf der (n,γ) -Reaktion zumindest teilweise ein anderer sein.

3. Prinzip des Experiments

Nach der Theorie (La 60) wird für den Potential- oder "direkten" Einfang ein $1/v$ -Verlauf des Wirkungsquerschnitts erwartet. Der Anteil des Potentialeinfangs am Gesamteinfang sollte also in einer Resonanz relativ klein sein, im Zwischenresonanzgebiet im Vergleich höher. Im Gebiet weit außerhalb einer Resonanz sollte der Anteil des "anormalen" Einfangs maximal sein. Das Verhalten des "anormalen" Anteils am Gesamteinfang soll in den verschiedenen Neutronenenergiebereichen untersucht werden.

Die Messungen wurden an einem Kernreaktor (Forschungsreaktor Frankfurt) durchgeführt, dessen Neutronenspektrum sich aus zwei intensitätsstarken Bereichen zusammensetzt: Bereich der thermischen Neutronen $E_n \leq 0.5 \text{ eV}$ mit einer Maxwellverteilung der Intensität (Abb. 3.1a: —) und dem in seiner Intensität mit $1/E_n$ abfallenden Bereich der epithermischen Neutronen $0.5 \leq E_n \leq 1000 \text{ eV}$ (Abb. 3.1a: ----).

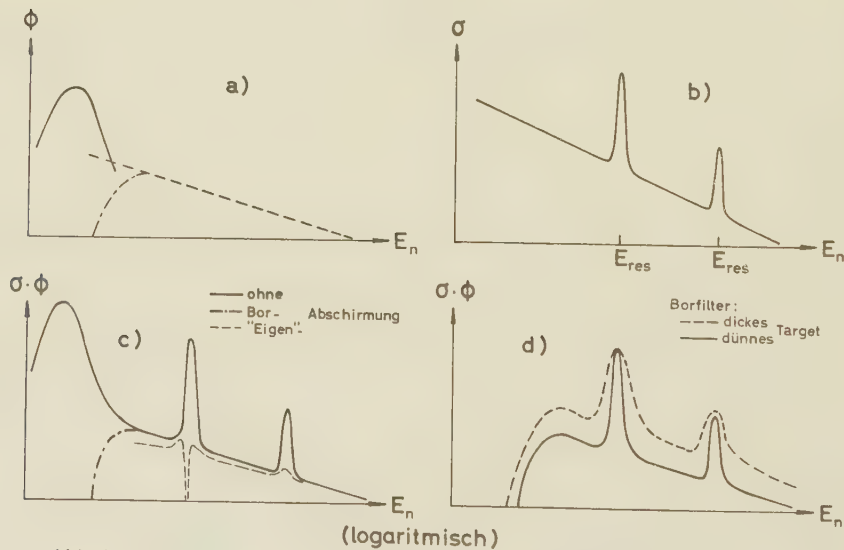


Abb 3.1 Fluß x Wirkungsquerschnitt (schematisch)

Um hohe Intensitäten in den einzelnen Neutronenenergiebereichen zu erhalten, wurde die Bereichstrennung nicht durch eine Laufzeitapparatur (s.z.B. Hu 65) vorgenommen, sondern mit Hilfe von Filtern ("integrale" Methode). Die Trennung des epithermischen Bereichs (= Resonanzbereich)

vom thermischen wurde durch Filter aus Bor oder Cadmium um das zu untersuchende Target erreicht (Abb.3.1a u.3.1c:---). Durch zusätzliches Anbringen von Filtern aus derselben Substanz wie die zu untersuchende wurde der Einfang in den Resonanzen gegenüber dem Einfang zwischen den Resonanzen durch "Eigenabschirmung" geschwächt (Abb.3.1c:----). Auch durch Erhöhung der Targetdicke wurde eine Verstärkung des Einfangs für die Gebiete, die einen kleinen Wirkungsquerschnitt aufweisen, erreicht, da durch den Flußabfall im Target bei hohem Einfangquerschnitt "Selbstabschirmung" auftritt (Abb.3.1d:----).

Es wurden die Neutroneneinfang- γ -Spektren aufgenommen:

1. ohne Filter $\rightarrow$ thermischer und epithermischer Einfang
2. mit Bor (bzw. Cadmium)-Filter $\rightarrow$ epithermischer Einfang
3. wie 2. mit zusätzlichem "Eigen"-Filter $\rightarrow$ epithermischer Einfang, aber in den Gebieten hohen Einfangquerschnitts (Resonanzen) geschwächt
4. unter Variation der Targetdicke
 - a) dünnes Target $\rightarrow$ Einfang entsprechend $\sigma \cdot \Phi$
 - b) dickes Target $\rightarrow$ Einfang im Gebiet hohen Einfangquerschnitts (z.B. Resonanzen) durch "Selbst"-Abschirmung relativ geschwächt.

Um die verschiedenen Spektren vergleichen zu können, mußte eine Normierung vorgenommen werden. Die "anormalen" Intensitäten der einzelnen hochenergetischen Übergänge bzw. einzelner Übergangsgruppen ⁺) wurden auf die Intensität eines größeren Bereichs mittlerer Energie I_{St} normiert:

$$I_N = \frac{I_A}{I_{St}} \quad (3.1)$$

Der Verlauf des Spektrums zeigte normalerweise in diesem Intervall mittlerer Energie im Rahmen der experimentellen Genauigkeit eine Unabhängigkeit vom Spektrum der Neutronen (Kap.7.2). Zumindest bei schweren Kernen kann man dann

⁺) Dies entspricht jeweils der Anzahl der registrierten Impulse in einem Energieintervall.

annehmen, daß dieser Bereich einem statistischen Zerfall zuzuordnen ist. Die normierten Intensitäten wurden dann untereinander, d.h. mit den Spektren der größten Zählraten (= kleinsten statistischen Fehlern), verglichen:

$$S = \frac{I_N(v)}{I_N} \quad (3.2)$$

4. Auswahl und Daten der Targets

Es sollten Kerne, die nach dem Einteilchenmodell nicht vollbesetzte 2p- bzw. 3p-Niveaus nahe dem Grundzustand aufweisen, untersucht werden.

Da die Beschaffung reiner Isotope in den für die Messungen erforderlichen Mengen (einige Gramm) schwierig ist, wurden nur Elemente, die als Monoisotope (bzw. mit Beimischungen eines zweiten Isotops: <1%) vorliegen, untersucht. Aus der Gruppe der mittelschweren Kerne $40 \leq A \leq 70$ wurden Vanadium und Mangan, aus der Gruppe der schweren Kerne $170 \leq A \leq 208$ Gold und Tantal ausgewählt (Anhang H).

Tabelle 4.1: Spin und Parität der untersuchten Kerne

Endkern	I_i	J	p-Konfig.	n-Konfig. (Endkern)	I_f
$^{23}_{29}\text{V}^{52}$	$7/2^-$	$3^-, 4^-$	$(f_{7/2})^3$	$(p_{3/2})^1$	$(2^+, 3^+)$
$^{25}_{31}\text{Mn}^{56}$ (schwach deformiert)	$5/2^-$	$2^-, 3^-$	$(f_{7/2})^5_{5/2}$	$(p_{3/2})^{3?}$	3^+
$^{73}_{119}\text{Ta}^{182}$ (stark deformiert)	$7/2^+$	$3^+, 4^+$	$7/2^+$ {404}	$1/2^-$ {510}	$(3^-, 4^-)$
$^{79}_{119}\text{Au}^{198}$	$3/2^+$	$1^+, 2^+$	$(d_{3/2})^3$	$(p_{1/2})^1$	2^-
=====					
V^{51} (0.24%)	6^+	$(11/2^+, 13/2^+)$	$(f_{7/2})^3$	(Anf. Kern) $(f_{7/2})^{-1}$	$7/2^-$
Ta^{181} (0.0123%)	1^+	$(3/2^+, 5/2^+)$	$7/2^+$ {404}	$9/2^+$ {624}	$7/2^+$

4.1 Spin und Parität

Tab.4.1 gibt einen Überblick über die Zustände der Nukleonen und die Spinwerte der untersuchten Kerne.

Der Targetkern (des Hauptisotops) ist jeweils ein ug-Kern, so daß der Targetspin I_i vom Spin des unpaarigen Protons oder der

Protonengruppe in einer nicht abgeschlossenen Schale oder Unterschale bestimmt wird. Beim Vanadium und Mangankern wird jeweils der Targetspin durch die $1f_{7/2}$ -Protonen festgelegt. Daß die 5 Protonen bzw. die 3 Protonenlöcher im $1f_{7/2}$ -Niveau beim Mangan zu $5/2$ koppeln, hängt mit der Deformation, die der Mangankern wahrscheinlich besitzt, zusammen (s.z.B.He 59: S.612 u. 648). Da Tantal zu den stark deformierten Kernen des Gebiets $150 < A < 190$ gehört, wird der Targetspin durch das Proton im (404) -Niveau des von Nilsson für deformierte Kerne berechneten Neveauschemas (s.z.B.He 59: S.647) bestimmt. Das (404) -Niveau gehört zum $1g_{7/2}$ -Niveau und hat den Spin $7/2$. Bei Gold wird der Targetspin durch 3 Protonen im $2d_{3/2}$ -Niveau bestimmt.

Der Gesamtspin J^π des sich nach dem s-Neutroneneinfang bildenden angeregten Produktkerns $(A+1)^+$ ist jeweils gleich dem Targetspin $I_i^{\pi_i} \pm 1/2$. Der Neutronenzustand des Produktkerns im Grundzustand ergibt sich wie bei dem Protonenzustand aus dem Einteilchenschalenmodell für Vanadium und Gold. Für Mangan ist wegen der Deformation die Angabe nicht gesichert. Bei Tantal befindet sich das unpaarige Neutron im (510) -Nilsson-Niveau, das zum $1f_{5/2}$ -Niveau gehört und den Spin $1/2^-$ aufweist.

Die Grundzustandspins für Mangan und Gold sind aus (d,p)-Messungen und Überlegungen zum radioaktiven Zerfall des Produktkerns bekannt.

4.2 "Anomaler" Wirkungsquerschnitt

In der Arbeit von Lane und Lynn (La 60a: Tab.1 u.3) werden Angaben über den "anormalen" Wirkungsquerschnitt gemacht. Vergleichsweise sind in Tab.4.2 die Wirkungsquerschnitte, wie sie aus den Werten für die Intensität der hochenergetischen primären Übergänge (Gr 59 u. Abb.2.2) berechnet werden können, angegeben:

$$\sigma_A' = \sigma(E_\gamma \geq 0.8 \cdot B_n) = I_\gamma(E_\gamma \geq 0.8 \cdot B_n) \cdot \sigma_{th}$$

Tabelle 4.2: "Anomaler thermischer Einfangquerschnitt

Endkern	σ_A^1	ΔE_A^3	Nr. 2	$\sigma_A^{\text{exp.}}^4$	$\sigma_{\text{h.s.}}^{\text{theor.}}^5$	$\sigma_A^{\text{theor.}}^6$	$\sigma_A^{\text{exp.}} / \sigma_A^{\text{theor.}}$
Au ¹⁹⁸	21	4.3-6.5	1-52 u. XI	27	0.26	1.14	24
Ta ¹⁸²	1.3	4.9-6.1	1-27	1.1	0.27	0.41	2.7
Mn ⁵⁶	5	7.26	1/2	1.6	0.13	3.4	0.47
		7.05-7.15	3/4	1.9	0.33	8.0	0.24
V ⁵²	2.2	7.3	1/2	0.29	0.033	1.6	0.18
		5.2-7.2	3-23	2.5	0.29	6.3	0.40

1) s. Abb. 2.2 (Gr 59)

2) Nr. der Übergänge der Energien im Bereich ΔE_A (s. Tab. I.2-I.5)

3) betrachteter Energiebereich der "anormalen" Übergänge
(La^{60a}: Tab. 1 u. 3, Sp. 2b)

4) (" " Sp. 2a)

5) (" " Sp. 3a)

6) (" " Sp. 4m)

Lane und Lynn berechneten $\sigma_{\text{hard sphere}}$ (Sp. 6) und erhalten Werte, die um 1-2 Größenordnungen unter den gemessenen Wirkungsquerschnitten des "anormalen" Einfangs liegen. Daraus folgt, daß der "anomale" Einfang stark von den Resonanzen bestimmt wird. Die berechneten "anormalen" Wirkungsquerschnitte ($\sigma_{\text{h.s.}} + \sigma_{\text{Kanal}}$: Sp. 7) stimmen außer bei Gold recht gut mit den experimentellen Werten (Sp. 5) überein.

4.3 Resonanzenergien

Um den Einfluß der Resonanzen auf den thermischen Einfang abschätzen zu können, sollen die wichtigsten Resonanzdaten diskutiert werden: Tab. 4.3. In Sp. 9 sind die thermischen Einfangquerschnitte für die Energie $E_n = 0.0253 \text{ eV}$, wie sie nach den Formeln der Breit-Wigner-Theorie für eine Resonanz (s. z. B. Co 58 u. Anhang E) errechnet werden können, angegeben⁺).

⁺) Für alle Resonanzen, bei denen der Spin des Produktkerns J nicht eindeutig festliegt und somit der statistische Faktor g (s. Anhang E) nicht berechnet werden kann, sind beide möglichen Werte für $\sigma_{\text{res}}(n, \gamma)$ und $\sigma_{\text{th}}(n, \gamma)$ in () angegeben.

Tabelle 4.3: Resonanzparameter.

A, I _i	$\sigma_{th}(n,\gamma)$ (barn)	I _{res} (barn)	E _{res} (eV)	J	Γ_γ (eV)	Γ_n (eV)	$\sigma_{res}(n,\gamma)$ (barn)	$\sigma_{th}(n,\gamma)$ (barn)	Lit.
V	5,00(1)	3,3(8)							Hu 60 Be 64
V ⁵¹ , 6 ⁺	250(200)		167(5)		0,6	2,25	1300	7,5 ↓ V: ~0,02	Co 58
			1430(20)			$\Gamma=100(40)$			"
V ⁵² , 7/2 ⁻	4,5(0,9)		4180(80) 6600(250) 11500(250) usw.	4 4 4			500(100) 500(100) 2300(500)		Be 64 Ma 57 " " " "
Mn ⁵⁵ , 5/2 ⁻	13,2(1)	8,0(5)	-283C -78 335,5(4) 1098(2,3) 2355(7) 7110(35) 8740(45)	2 3 2 3 3 2 3	0,45(4) " " " " " "	268 0,14 22,3 14,6 404 425 370	62,38 39,78 0,717 0,162 0,211	0,48 2,79 8,30 0,32 1,31 0,06 0,05	Be 64 Co 64 " " " " " " " " " "
							$\sigma_{th}(n,\gamma) = 13,3$		

$Ta^{180}, 1^+$			$0.433(4)$		$0.030(5)$	$0.000012(2)$	(16000) (8000)	(88) (44) $\downarrow$	Hu 60
								$Ta: \sim 10^{-2}$	
$Ta^{181}, 7/2^+$	21.0(7)	474(62)	4.28 10.34 13.95 24.1 35.2 35.9 39.2	4 4 4	0.055 0.061 0.052 0.061 0.061 0.069 0.0643	0.0036 0.0036 0.00112 0.0064 0.0139 0.0166 0.0446	19100 7340 (1700) (2200) (5260) (4100) (6260) (4880) (6300) (4900) 940	12.4 1.47 (0.15) (0.19) (0.31) (0.24) (0.27) (0.26) (0.34) (0.26) 0.68	Be 64 Hu 60 " " " " " "
								$\sigma_{th}(n, \gamma) \geq 16$	
$Au^{197}, 3/2^+$	98.6(3)	1533(40)	4.94 4.906 60.25 78.43 293.1	2 2 (1) 2	$\Gamma = 0.16$ 0.124 0.145 0.139 0.108	0.0156 0.065 0.016 0.362	30600 32700 5760 1150 910	100 94.0 0.86 0.063 0.063	Be 64 He 59 Ju 65 " " "
								$\sigma_{th}(n, \gamma) \geq 95$	

Zum Resonanzeinfang in Vanadium existieren verhältnismäßig wenig Daten (Ma 57, Co 58). Die ersten beiden Resonanzen $E_n = 167$ u. 1430 eV wurden dem Isotop V^{50} zugeordnet (Co 58). Die 1430 eV-Resonanz muß aber dem Isotop V^{51} zugeschrieben werden, da beim Einfang von Neutronen der Energie $0.2 < E_n < 2$ keV (Wa 66 u. Kap. 7.5) keine γ -Übergänge $E_\gamma > 7.5$ MeV mit merklicher Intensität auftraten, die Bindungsenergie des Neutrons beim Einfang in V^{50} beträgt aber 11.1 MeV ($B_n(V^{51}) = 7.31$ MeV). Über die Breiten der einzelnen Resonanzen ist nur wenig bekannt.

Der Resonanzeinfang in Mangan wurde eingehend untersucht (Co 64). Für die 5 niedrigsten Resonanzen werden die Spins und Breiten angegeben. Für die γ -Breite aller Resonanzen wird eine mittlere Breite von $\overline{\Gamma}_\gamma = (0.45 \pm 0.04)$ eV abgeschätzt. Aus Überlegungen zu Polarisationsexperimenten werden zwei virtuelle gebundene Resonanzen bei $E_n = (-78$ u. $-2830)$ eV gefolgert, die nur in ihren hochenergetischen Ausläufern auf den niederenergetischen Neutroneneinfang wirksam werden. Mit Hilfe dieser beiden berechneten virtuellen Resonanzen gelang es, den experimentellen thermischen Wirkungsquerschnitt anzugeben. Abb. 4.1 zeigt den berechneten (nach Co 64) Verlauf der 7 Resonanz- und des gesamten Wirkungsquerschnitts des Neutroneneinfangs.

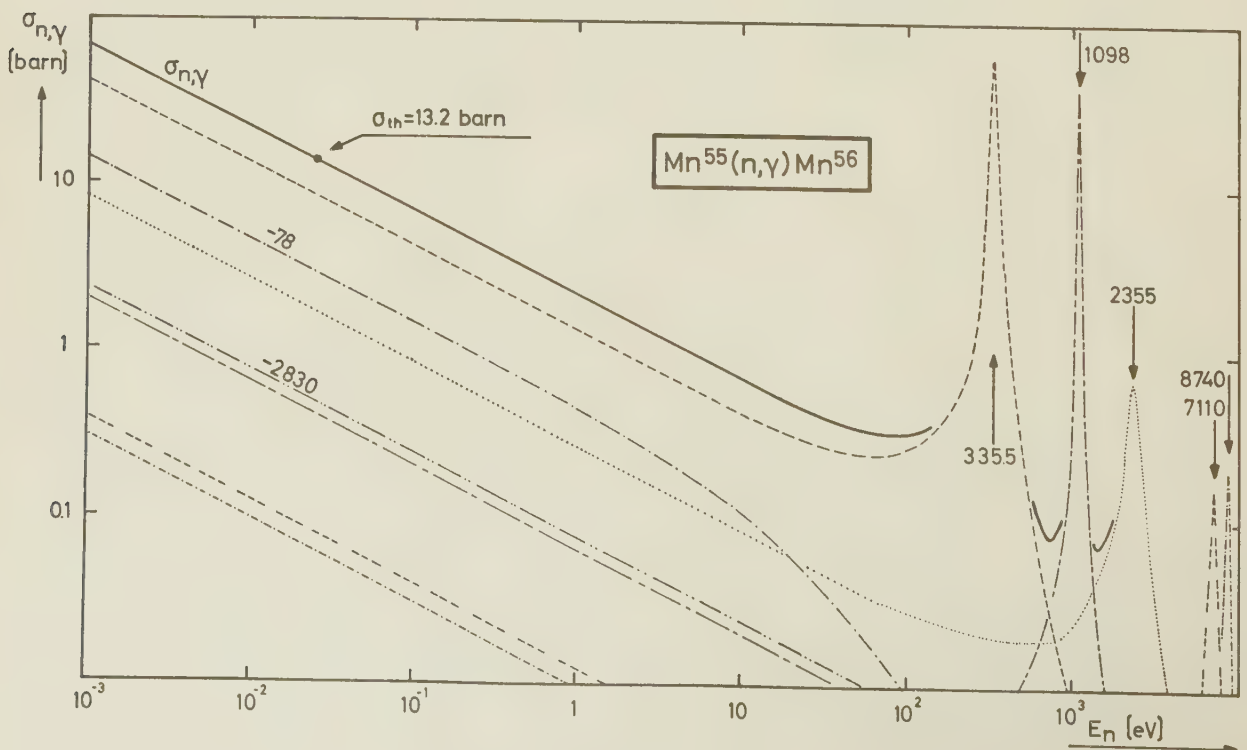


Abb. 4.1

Wirkungsquerschnitt

Tantal weist eine Reihe von Resonanzen im Gebiet $E_n \leq 200 \text{ eV}$ auf. Verzeichnet (Tab. 4.3) wurden nur einige, deren Einfluß auf den thermischen Einfang wesentlich ist ($>1\%$). Mit diesen starken Resonanzen kann ein thermischer Einfangquerschnitt $\sigma_{th}(n, \gamma) \geq 16 \text{ barn}$ berechnet werden, d.h. etwa $3/4$ des gemessenen Werts: 21 barn .

Auch der Einfangquerschnitt in Gold zeigt viele Resonanzen für $E_n \leq 1000 \text{ eV}$. (63 Resonanzen nach Ju 65 u. Ju 66). Aber nur wenige dieser Resonanzen liefern einen wesentlichen Beitrag zum thermischen Einfang. Es wurden deshalb nur 4 Resonanzen verzeichnet, deren Anteil $>0.05\%$ am thermischen Einfang ist. Praktisch wird der gesamte thermische Einfang durch die niederenergetischen Ausläufer der beiden Resonanzen bei $4.9 \text{ u. } 60.3 \text{ eV}$ bestimmt.

Allgemein unterscheiden sich die Resonanzparameter der untersuchten mittelschweren von denen der schweren Kerne:

1. Die ersten Resonanzen der mittelschweren Kerne liegen im keV-Gebiet, während bei den schweren Kernen diese Resonanzen bei 10 eV liegen.
2. Während die Gesamtbreite Γ der Resonanzen bei den mittelschweren Kernen etwa gleich der Neutronenbreite Γ_n ist, d.h. in der Resonanz die Streuung gegenüber dem Einfang überwiegt, wird die Breite Γ der niederenergetischen Resonanzen bei schweren Kernen fast ausschließlich durch die Einfangbreite Γ_γ festgelegt.
3. Die Gesamtbreiten der ersten Resonanzen bei mittelschweren Kernen ($\Gamma \approx 10^{-2} \text{ eV}$) sind im Mittel wesentlich größer als diejenigen der schweren Kerne ($\Gamma \approx 0.1 \text{ eV}$).

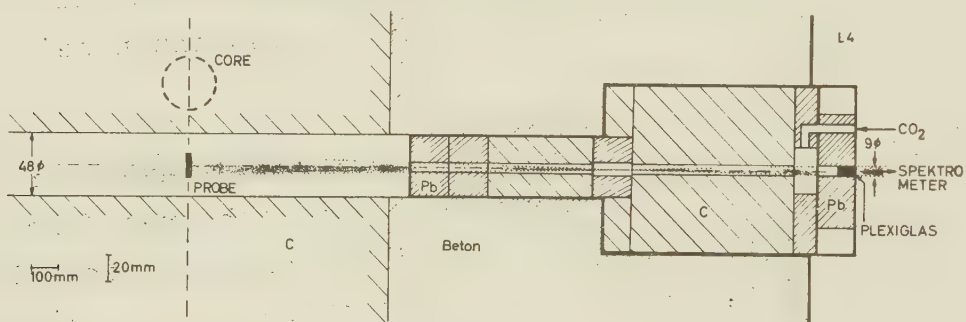
Nimmt man wie bei den vorliegenden Untersuchungen eine $1/E_n$ -Verteilung der Neutronenintensität im epithermischen Energiebereich an, so werden die Resonanzen der mittelschweren Kerne wesentlich weniger zum Einfang bei Messungen ohne Abschirmung beitragen als die Resonanzen der schweren Kerne. Auch werden die Anzahl der Einfänge pro sec bei Messungen im Resonanzgebiet sehr viel kleiner als im thermischen Gebiet sein. Die "integrale" Methode macht eine Untersuchung dieser Kerne erst möglich. Bisher liegen nur für Gold mehrere genaue Untersuchungen des "anormalen" Einfangs in einer Resonanz mit Laufzeitapparaturen vor (Wa 63, Do 63 u. Hu 65).

5. Experimentelle Anordnung

Zur Aufnahme der Neutroneneinfang- γ -Spektren wurden ein Dreikristall-NaJ(Tl)-Paarspektrometer und ein Li gedrifteter Ge-Detektor verwendet. Die Messungen wurden sowohl in interner als auch in externer Targetanordnung durchgeführt.

5.1 Interne Targetanordnung

Bei interner Targetanordnung befand sich das Target in unmittelbarer Nähe des Reaktorcores, die nach Neutroneneinfang emittierten γ -Quanten wurden außerhalb des Reaktors im Paarspektrometer registriert (Abb. 5.1-5.3).



KANAL R4/L4 AM FRF: LAGE DER PROBE, KOLLIMATOR

Abb. 5.1

Die Targets (Abb. 5.4) befanden sich in Kapseln aus Hostalen und waren konzentrisch von 3 Rohren umgeben, zwischen die bei den Messungen zum Resonanzeinfang Borcarbid (B_4C)⁺ und "Eigen"-Abschirmmaterial gebracht werden konnte. Die eigentliche Meßprobe B wurde noch durch zwei Zusatzproben A u. C zur Erweiterung der Borabschirmung ergänzt. Damit war das Target bis auf einen Raumwinkel von 0.5% mit Bor umgeben, die "Eigen"-Abschirmung umgab die Probe bis auf 2%.

Das Kollimatorsystem (Abb. 5.1) war so konstruiert worden, daß vom Spektrometer weder die Eigen- noch die Borabschirmung direkt gesehen werden konnte (fi 63). Der Kanal wurde mit

⁺) Cadmium als Abschirmung gegen thermischen Einfang konnte bei internem Target nicht verwendet werden, da die im Target gestreute Cd-Einfang- γ -Strahlung den Untergrund zu stark erhöhte ($\sigma_{E_n}^{Cd} < 0.4 \text{ eV} > 2000 \text{ barn}$). Die α -Strahlung der $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ -Reaktion (>99%) störte dagegen nicht ($\sigma_{th}^B = 750 \text{ barn}$).

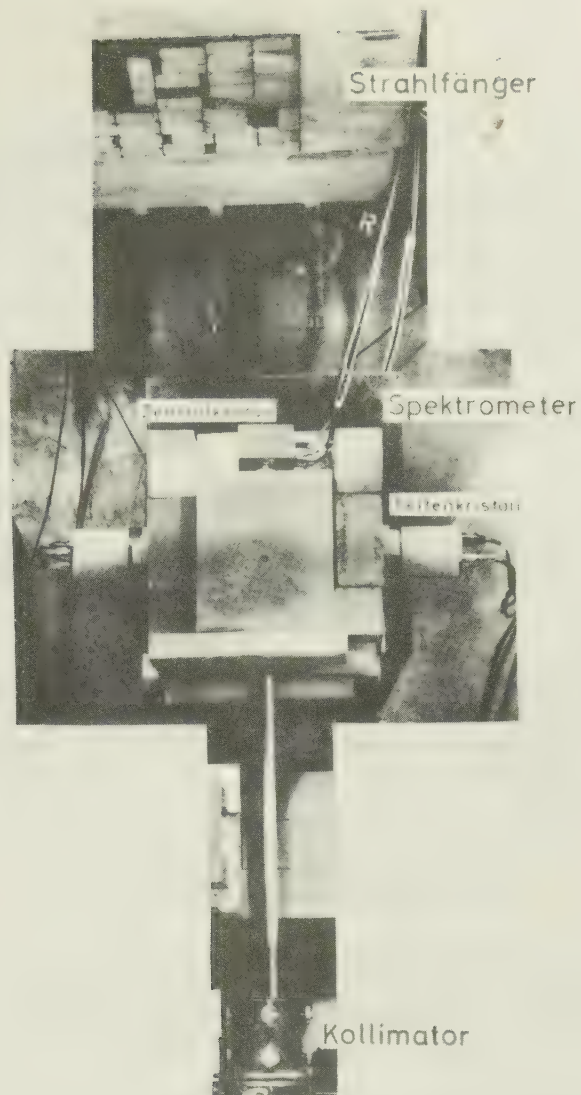


Abb. 5.2

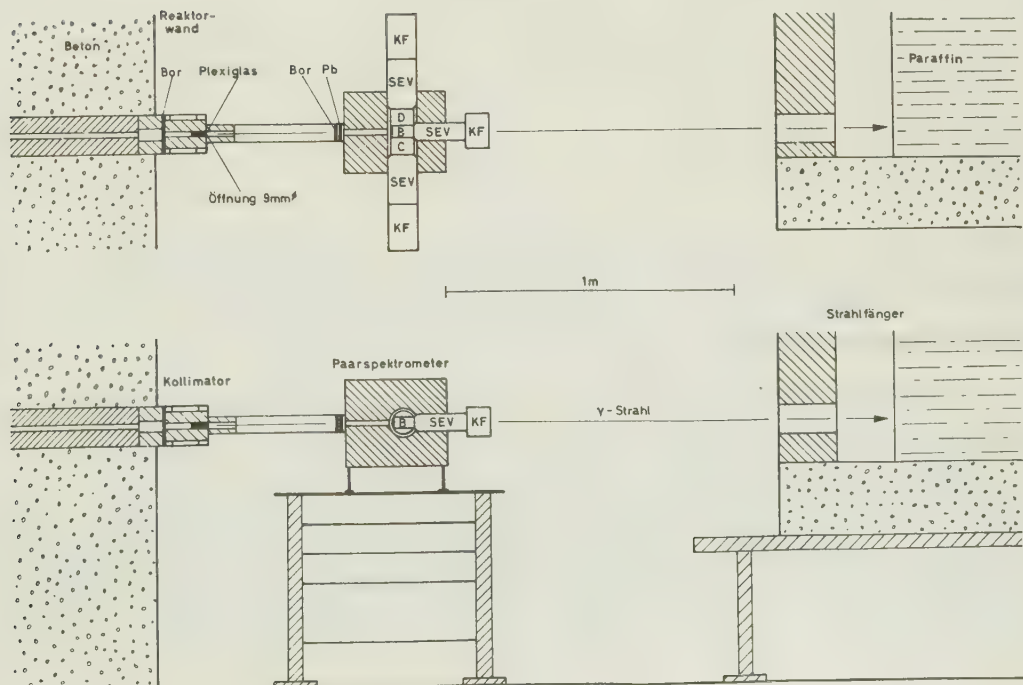


Abb. 5.3 Meßanordnung in Auf- und Seitenansicht

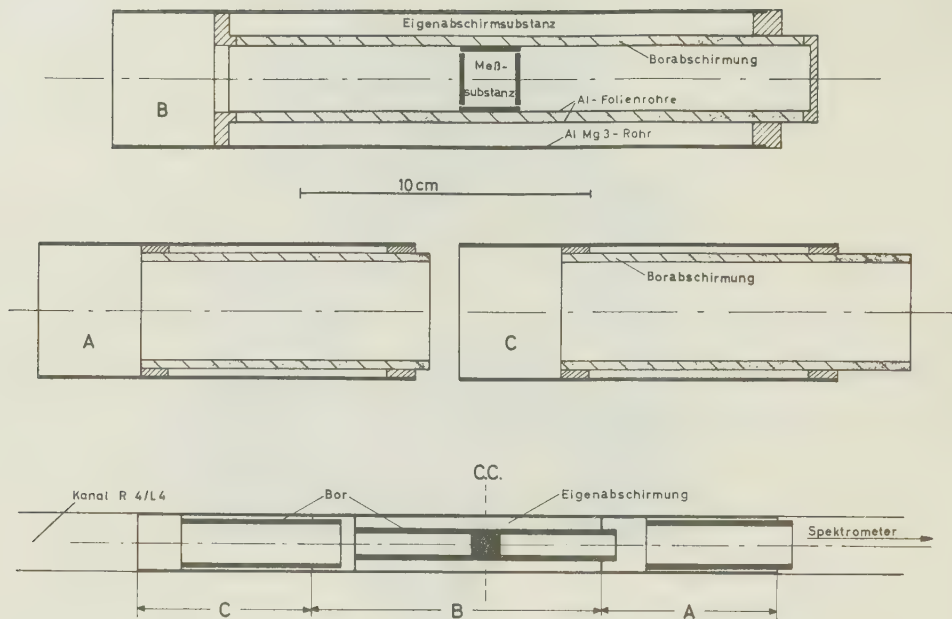


Abb. 5.4 Probenanordnung/Abschirmungen

CO_2 gespült, um den Untergrund der Luftstickstoff-Einfang- γ -Strahlung ($\sigma_{\text{th}}^{\text{N}} = 0.1 \text{ barn}$) herabzusetzen (s. Kap. 6.1).

5.2 Paarspektrometer

Das Paarspektrometer (Prinzip: s. Ho 50, Ab 63 u. Kr 65) bestand aus einem $1\frac{1}{2} \times 3 \text{ inch}$ NaJ(Tl)-Zentralkristall B und zwei $3 \times 2 \text{ inch}$ Seitenkristallen C u. D (Abb. 5.3). Die elektronische Schaltung wird im Anhang F erläutert (Abb. F.1).

Der Vorteil eines Paarspektrometers gegenüber einem Einzelkristall liegt darin, daß ein Paarspektrometer aus dem komplizierten Spektrum, das ein Einzelkristall bei der Registrierung hochenergetischen γ -Quanten liefert, nur den Zwei-Quanten-Entkomm-Peak (= "Paarpeak") auswählt. Erkauft wird dieser Vorteil durch eine um etwa einen Faktor 30 kleinere "Paarpeak"-Ansprechwahrscheinlichkeit gegenüber der Totalabsorptionswahrscheinlichkeit eines $3 \times 3 \text{ inch}$ Einzelkristalls.

5.3 Externe Targetanordnung

Bei externer Targetanordnung befand sich das Target außerhalb des Reaktors. Die aus dem Reaktor auf das Target gestreuten Neutronen wurden dort eingefangen und die γ -Strahlung wurde unmittelbar neben dem Target registriert (Abb.5.6).

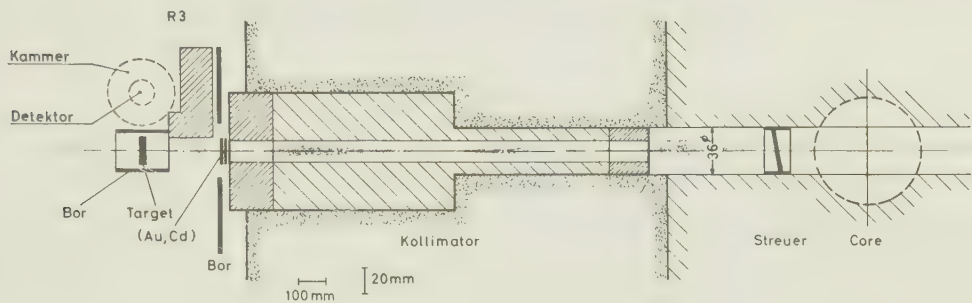


Abb. 5.6 Kanal R3 am FRF: Targetanordnung

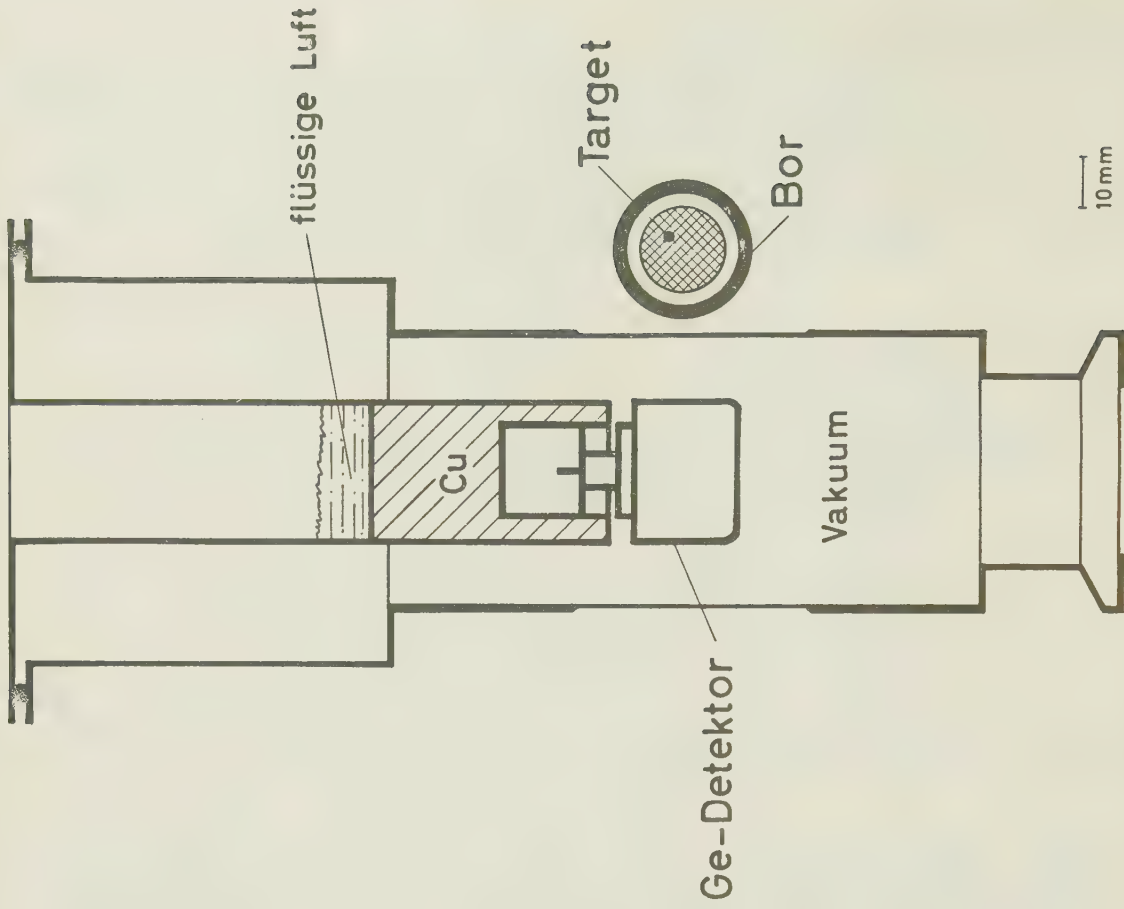
Zur Streuung wurde ein Polykarbonat (Ke 65) verwendet, auf Neutronen- und γ -Filter wurde verzichtet.

Zwischen Target und Kollimator (Abb.5.6) konnten die zur Veränderung der Zusammensetzung des Neutronenspektrums benutzten Abschirmsubstanzen (Cd oder Cd+Au) angebracht werden. Eine Bleiabschirmung verhinderte die Registrierung der Einfang- γ -Strahlung dieser Abschirmungen im Detektor. Das Target war von einem Bohrrrohr umgeben, um die im Target gestreuten Neutronen zu absorbieren (Abb.5.7 u. 5.8).

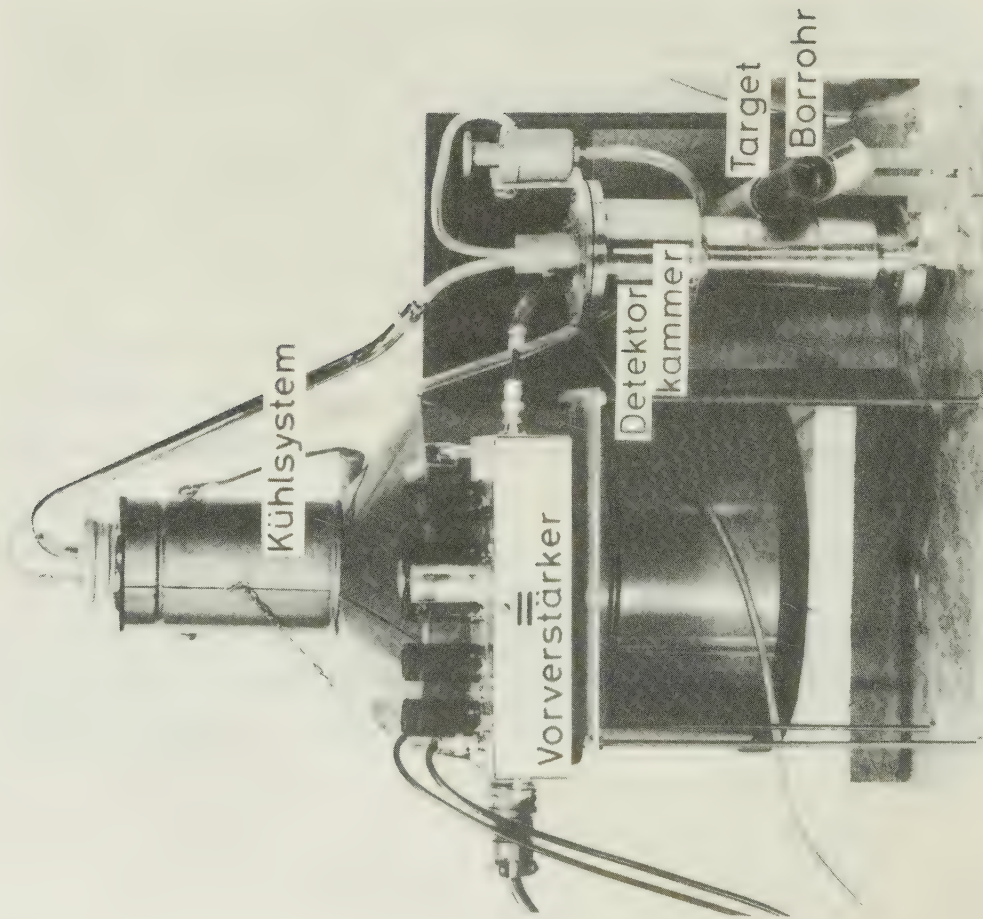
5.4 Ge-Detektor

Der mit flüssiger Luft gekühlte (Abb.5.7 u. 5.8) Lithium gedriftete Germanium-Halbleiterzähler hatte eine aktive Zonendicke von 4mm und eine Fläche von 1cm^2 (elektronische Anordnung: s.Anhang G).

Bei einem solch kleinen Zählvolumen kommt nur der Zwei-Quanten-Entkommpeak (= "Paarpeak") bei γ -Energie $> 4\text{MeV}$ zur Registrierung (Ew 64). Zwischen 1 u. 4MeV ist die Zuordnung eines Detektorimpulses zu einer bestimmten γ -Energie nicht mehr



Schema der Ge-Detektor-Kammer
Abb. 5.8



Messanordnung des Ge-Detektors

Abb. 5.7

eindeutig, da der Comptoneffekt (und Photoeffekt) in Konkurrenz zum Paareffekt auftreten.

5.5 Vergleich der beiden Spektrometer

Bei einer Diskussion der Vor- und Nachteile beider Spektrometer, müssen zunächst die beiden Anordnungen verglichen werden.

Ein Targetwechsel bei externer Anordnung stellte keine Schwierigkeiten dar. Dagegen konnte ein Wechsel bei internem Target nur bei abgeschaltetem Reaktor vorgenommen werden. Die internen Targets wurden sehr aktiv. Die Proben konnten nur maximal 2 Wochen (entspricht einem Gesamtneutronenfluß von $\sim 10^{18} \text{ N/cm}^2$) zur Messung benutzt werden, da die Dichtigkeit der Targetbehälter bei längeren Bestrahlungszeiten nicht mehr gewährleistet war.

Messungen mit dem Paarspektrometer in externer Strahlenanordnung entsprechend der Ge-Detektor-Anordnung erwiesen sich als wenig vorteilhaft:

1. Der vom Zentralkristall des Paarspektrometers erfaßte meßbare Raumwinkel ist bei interner Targetanordnung um einen Faktor 10 größer als bei externer (Kr 65).
2. Die mit externem Target aufgenommenen Spektren zeigen im allgemeinen eine weitaus schlechtere Trennung der einzelnen Linien (s. Kr 65).
3. Bei externem Target können wegen des großen Raumwinkels zwischen Target und Detektor ($\sim 10^{-1}$) und des hohen Ansprechvermögens des Zentralkristalls ($\epsilon_{0,5\text{MeV}} \approx 0.3$) Kaskaden eines hochenergetischen und eines niederenergetischen γ -Quants als ein Ereignis registriert werden (s. Kr 65).
4. Der Untergrund ist bei externem Target wesentlich größer, z.B. durch Einfang im Target gestreuter Neutronen in den Abschirmmaterialien.

Der Ge-Detektor wurde nur in externer Targetanordnung benutzt. Bis jetzt fehlen Erfahrungen mit internem Target (es besteht die Gefahr, daß die aus dem Reaktor gestreute niederenergetische Untergrundstrahlung eine zu starke Belastung für den Detektor

darstellt, auch könnten die noch im gefilterten γ -Strahl vorhandenen Neutronen zur Zerstörung des Detektors führen). Da der Ge-Detektor ein sehr kleines Ansprechvermögen besitzt ($\epsilon_{0.5\text{MeV}} \approx 0.02$) ist der Effekt der gleichzeitigen Kaskadenregistrierung (s.o.) wesentlich kleiner als beim NaJ-Paarspektrometer in externer Anordnung. Um den Untergrund der durch Einfang gestreuter Neutronen in den den Ge-Detektor umgebenden Materialien zu erniedrigen, wurden keinerlei Abschirmungen um die Detektorkammer (Abb.5.8) angebracht.

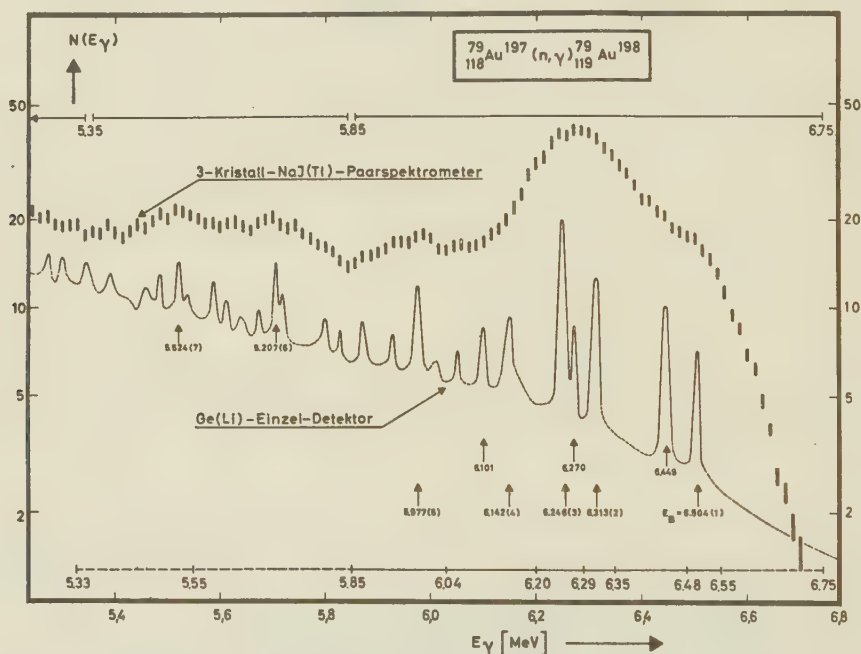


Abb. 5.9 Vergleich zwischen NaJ-Paarspektrum und Ge-Spektrum (Paartlinien)

Abb.5.9 zeigt das Einfang- γ -Spektrum von Gold aufgenommen mit beiden Spektrometern. Deutlich zeigt sich die wesentliche Verbesserung der Auflösung der einzelnen Linien bei Messungen mit dem Ge-Detektor (s.Tab.5.1).

Die Paarpeakansprechwahrscheinlichkeit $P(E_\gamma)^+$ beträgt für beide Detektorsysteme im Energiebereich $4 \leq E_\gamma \leq 8\text{MeV}$ etwa 10^{-3} . Da aber bei den Ge-Messungen in externer Targetanordnung

⁺) Definition von $P(E_\gamma)$:

für Paarspektrometer: Wahrscheinlichkeit für die Absorption der Energie $(E_\gamma - 1.02)\text{MeV}$ im Zentralkristall B und je 0.51MeV in den Seitenkristallen C u. D,
für Ge-Detektor: Wahrscheinlichkeit für die Absorption der Energie $(E_\gamma - 1.02)\text{MeV}$ im Detektor.

Tabelle 5.1: Vergleich der beiden Spektrometer

E_{γ} (MeV)	0.662	1.333	4	8
Absorption	Total-		Paar-	
Isotop	^{137}Cs	^{60}Co	-	-
gemessene Energiehalbwertsbreite (keV)				
NaJ:	(50)	(80)	(150)	(250)
Ge:	6	7	10	14
Auflösungsvermögen $R = \frac{\Delta E}{E}$ (%) ¹⁾				
NaJ:	7.8	5.9	3.5	3
Ge:	(0.9)	(0.5)	(0.25)	(0.2)
=====				
Paaransprechwahrscheinlichkeit $P(E_{\gamma})$				
NaJ: (Kr 65)			$1 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Ge: (Ew 64)			$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Gesamtansprechwahrscheinlichkeit $P_G(E_{\gamma}) = P(E_{\gamma}) \cdot \Omega$				
NaJ: $\Omega = 0.9 \cdot 10^{-6}$ ²⁾			$1 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
Ge: $\Omega = 0.7 \cdot 10^{-2}$			$3.5 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-5}$
effektive Gesamtansprechwahrscheinlichkeit $P_G(E_{\gamma}) \cdot \Phi_{th} \cdot F$ ³⁾				
NaJ: $\frac{R^4}{L^4} = 4 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$				
$F^{L^4} = 0.62 \text{ cm}^2$ ($\phi = 0.9 \text{ cm}$)			$3 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^2$
Ge: $(\phi \cdot F)^{R^3} = 3.5 \cdot 10^6 \text{ n/sec}$			$1 \cdot 10^2$	$0.2 \cdot 10^2$

1) Auflösungsvermögen für Paarlinien: $R = \frac{\Delta K}{K} \frac{E_{\gamma} - 1.02}{E_{\gamma}}$,
da K (=Kanalzahl) der Energie $(E_{\gamma} - 1.02) \text{ MeV}$ entspricht

2) Ω = mittlerer Raumwinkel, unter dem ein Targetelement vom Detektor gesehen wird

3) Voraussetzungen:

- a) gleiche Dicke der Targets
- b) gleicher Flußabfall im Target
- c) gleiche Absorption der Einfang- γ -Quanten im Target

gemessen wurde und da der Ge-Detektor nur eine effektive Fläche von 1 cm^2 hatte und somit der Raumwinkel Ω für ein Targetelement $< 10^{-2}$ war, ist die effektive Gesamtansprechwahrscheinlichkeit $P(E_{\gamma}) \cdot \Omega \cdot F \cdot \Phi$ des Ge-Detektors besonders

für hohe Energien wesentlich kleiner (Tab.5.1 u. Kap.5.6).

Deshalb konnten mit dem Ge-Detektor nur Messungen an Elementen mit hohem Einfangquerschnitt zum Vergleich mit NaJ-Messungen wiederholt werden. Nur für die Messungen an Gold war dies möglich, von allen anderen Elementen wurde jeweils nur ein Eichspektrum mit dem Ge-Detektor aufgenommen, um die genauen Energien der mit dem Paarspektrometer gemessenen Linien bzw. Liniengruppen festzulegen (Anhang I).

5.6 Neutronenflußmessungen

Der thermische und der epithermische Neutronenfluß (s.Kap.3) wurden am Ort der Targets durch Gold-Aktivierungsmessungen bestimmt (Ha 61):

1. Internes Target (Abb.5.1):

$$\phi_{th} = (4.1 \pm 0.2) \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2\text{sec}$$

$$\phi_{epi} = (2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2\text{sec}$$

mit Borabschirmung ($\delta^B \approx 0.5 \text{ g/cm}^2$):

$$\phi_{th} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2\text{sec}$$

$$\phi_{epi} = (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2\text{sec}$$

Der Wert für den abgeschirmten Fluß zeigt, daß der thermische Einfang bei Messungen mit Bor sehr stark reduziert wird.

Abb.5.9 zeigt die aus den gemessenen Flußwerten ermittelte Neutronenenergieverteilung. Die thermischen Neutronen zeigen eine Maxwellverteilung, die epithermischen eine $1/E_n$ -Verteilung (nach Ho 63).

2. Externes Target (Abb.5.2): (Neutronenstrom)

$$(\phi \cdot F)_{th} = (3.5 \pm 0.2) \cdot 10^6 \text{ n/sec}$$

$$(\phi \cdot F)_{epi} = (2.1 \pm 0.3) \cdot 10^5 \text{ n/sec}$$

Die Fläche F des Neutronenstrahls wurde mit einer Neutronenkamera (Mu 65) zu 2.5 cm^2 bestimmt.

Abb.5.11 gibt die der Abb.5.10 entsprechenden Energieverteilung des Neutronenstroms für externen Strahl wider. Hierbei wurde die gleiche spektrale Verteilung wie am Ort des

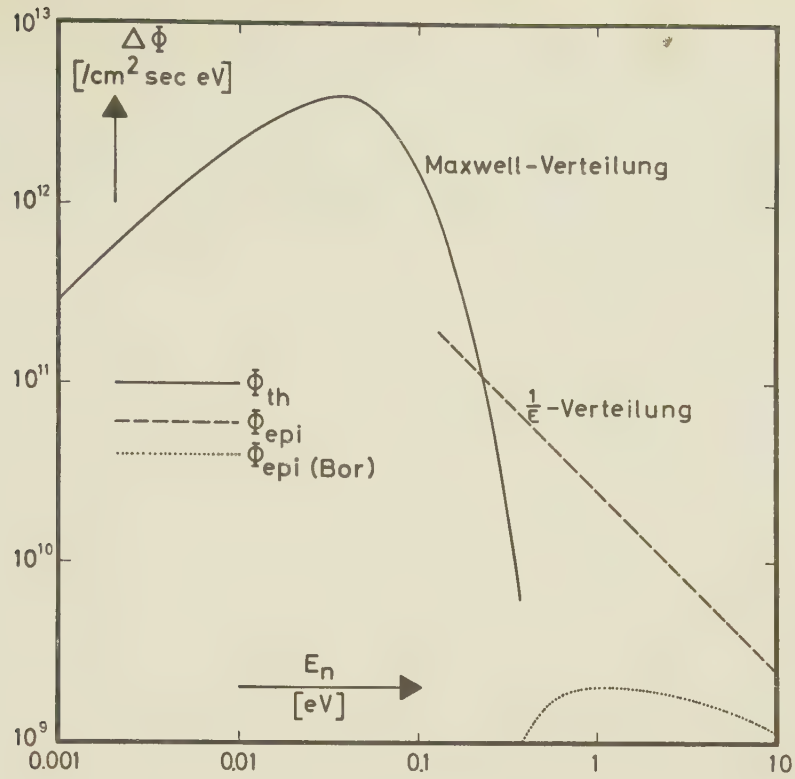


Abb. 5.10 Neutronenspektrum bei interner Anordnung

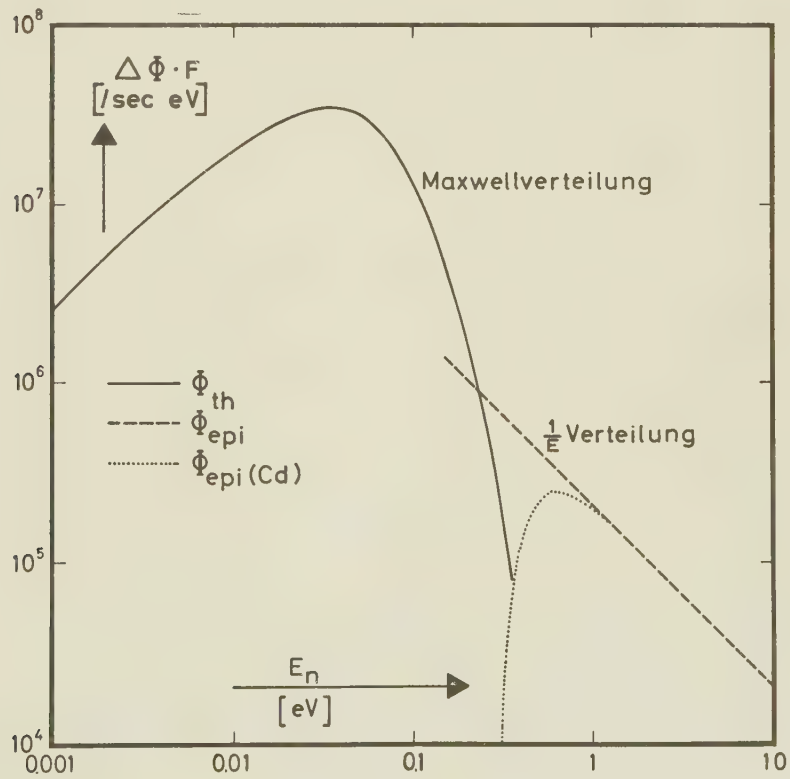


Abb. 5.11 Neutronenspektrum bei externer Anordnung

internen Targets angenommen. Leichte Verschiebungen, die durch die Streuung der Neutronen auftreten, wurden nicht berücksichtigt, da die Flußmessung ebenso wie die zu vergleichenden Messungen mit internem und externem Target an Gold durchgeführt wurden.

6. Messungen

Die Energie- und Intensitätsverteilungen der nach dem Einfang von Neutronen emittierten γ -Quanten wurden an Hand von Impulsverteilungskurven, die mit Mehrkanal-Impulshöhenanalysatoren (s. Anhang F) aufgenommen wurden, untersucht.

Die Linearität der Analysatoren war bei allen Messungen im untersuchten Bereich (NaJ: 3-11MeV, Ge: 1-8MeV) besser als 0.2%, d.h. es traten in den untersuchten Kanalbereichen der Analysatoren Abweichungen von 0,5-1 Kanal auf. Daraus ergibt sich für die zur Energiebestimmung benutzten Spektren des Ge-Detektors eine Energieunschärfe von etwa $\pm 2\text{keV}$ bei einer Kanalbreite von etwa 4keV (s.u.).

Die Kanalbreiten bei den Ge-Detektor-Messungen wurden so gewählt, daß eine Linie bei einer Halbwertsbreite von $\sim 12\text{keV}$ etwa durch 4 Kanäle bestimmt wurde. Dies reichte aus, um die Linienspitze bei scharfen Linien auf $1/3$ Kanal genau zu bestimmen. Die Kanalbreiten betrugen etwa $3,6\text{keV}$, die Unsicherheit in der relativen Energiebestimmung etwa $\pm 1\text{keV}$. Die Kanalbreiten bei den Paarspektromettermessungen betrugen $10-25\text{keV}$.

Die Kalibrierung der Ge-Detektor-Spektren, die zur Energiebestimmung der Linien der Paarspektrometermessungen dienten, erfolgte über folgende Linien, deren Kanallagen durch Zwischenmessungen festgelegt wurden:

Hg-Einfang- γ -Linien: 4,733(4) MeV (Gr 63)
5,961(4) MeV

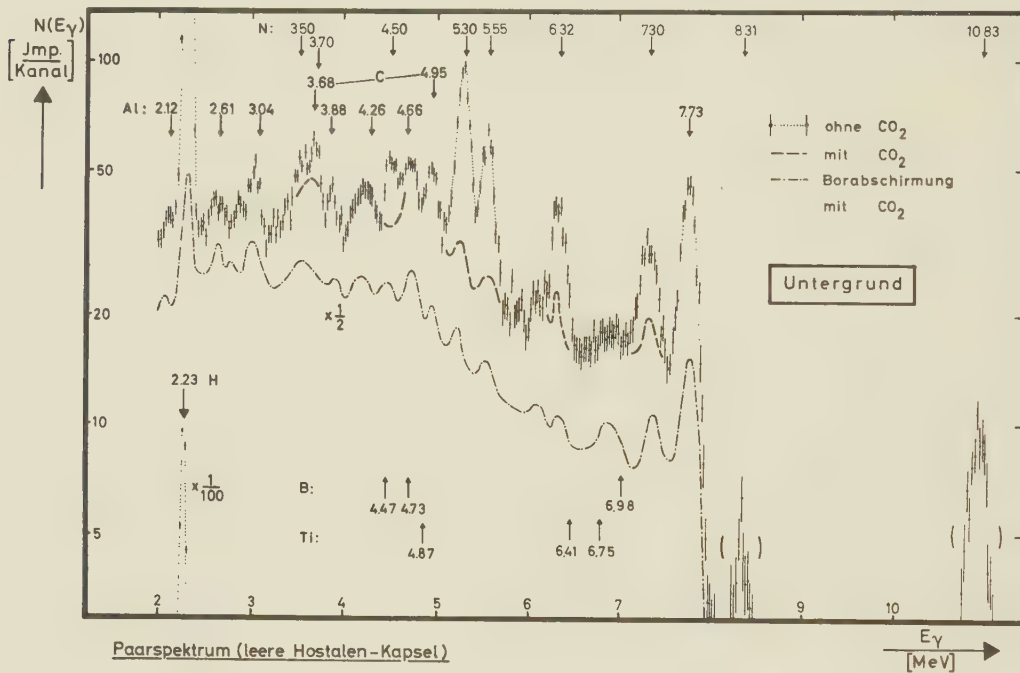
Co⁶⁰-Zerfallslinien: 1.173 MeV
1.333 MeV

Untergrundlinien (Einfang in der Detektorkammer):
Fe-Einfang- γ -Doppellinie: 7.639/7.625(4) MeV (Ma 65)

Der Gesamtfehler in der Energiebestimmung beträgt somit maximal $\pm 8\text{keV}$, der relative Fehler zwischen benachbarten gut aufgelösten Linien aber nicht mehr als $\pm 3\text{keV}$.

6.1 Untergrund

Besonders bei interner Targetanordnung trat im Paarspektrometer ein stark strukturierter Untergrund auf (Abb.6.1). Es konnten Einfanglinien von H, N, Al und C identifiziert werden. Der Stickstoff-Untergrund wurde durch Spülen des Kanals mit CO_2 stark reduziert. (Abb.6.1: -----). Bei den Messungen mit



Borabschirmungen änderte sich der Untergrund: die H- und Al-Linien wurden geschwächt, neue Bor-Einfanglinien kommen dazu (Abb.6.1: -.-.-). Bei jeder Änderung der Targetanordnung wurde der Untergrund neu bestimmt und von den entsprechenden Spektren abgezogen. Um die Streuung von Einfang- γ -Strahlung der Umgebung in der Meßprobe zu simulieren, wurden bei den Messungen an Gold und Tantal Bleistreuer als Phantom für γ -Compton-Steuerung im Target benutzt, der Untergrund änderte sich dabei aber nur unwesentlich. Der Untergrund betrug maximal 1/3 des Meßeffekts, war aber im allgemeinen wesentlich kleiner.

Der Untergrund bei externer Targetanordnung und Benutzung des Ge-Detektors zeigte ein mit abnehmender Energie ansteigenden Verlauf mit wenig Struktur (z.B. Fe-Doppellinie: s.o.). Der Untergrund wurde bei Messungen, bei denen nur die Energieverteilung der γ -Quanten bestimmt werden sollte (V, Mn u. Ta),

nicht berücksichtigt. Bei den Goldmessungen wurde die zu jeder Targetanordnung gehörenden Untergrundmessungen mit einem Bleitarget als Streuer aufgenommen und von den entsprechenden Messungen abgezogen.

6.2 Energiebestimmungsmessungen

Die Abb.6.2-6.5 zeigen die zur Energiebestimmung der γ -Übergänge mit dem Ge-Detektor aufgenommenen Spektren der vier untersuchten Elemente, deren chemische Eigenschaften im Anhang H verzeichnet sind.

Aus den Spektren wurden mit Hilfe der Kalibrierungslinien die Bindungsenergie B_n (s.Tab.I.1) und die Energien der anderen γ -Übergänge bestimmt und mit Werten der Literatur verglichen (s.Anhang I: Tab.:I.2-I.5). Für Gold wurde auch ein relativer Intensitätsvergleich der hochenergetischen Übergänge durchgeführt (Tab.I.6).

6.3 Messungen mit Änderung des Neutronenspektrums

Die Abb.6.6-6.9 zeigen die dem Ge-Detektor-Spektren (Abb.6.2-6.5) entsprechenden Spektren des NaJ-Paarspektrometers. Neben einigen wenigen aufgelösten Einzellinien werden hauptsächlich Gruppen von mehreren γ -Übergängen gemessen.

Die Veränderungen der Intensität dieser Gruppen (bzw. der Einzellinien) wurde bei Variation der Energieverteilung der auf die Targets auffallenden Neutronen untersucht (Kap.3). Die Bereichseinteilung ist in den Abb.6.2-6.9 angedeutet. Normiert wurde die Intensität der einzelnen Bereiche I_A auf die Intensität eines Bereichs mittlerer Energie I_{St} , der keine Variation der Intensität seiner Teilbereiche zueinander zeigte. Bei den Messungen an Gold mit dem Ge-Detektor wurden die Zählraten oberhalb der Energien 1.5 u. 5.85MeV gemessen und auf diesen Energiebereich normiert ($I_{>1.5} - I_{>5.85}$).

Tabelle 6.1: Bezeichnungen der durchgeführten Messungen

Φ	Vanadium	Mangan	Tantal (g/cm ²)	NaJ d(μ) { δ (g/cm ²)}	Gold Ge d(μ) { δ (g/cm ²)}
Φ_{th+epi}	V	Mn	0.82 0.172 0.025	10{0.0193} 100{0.193}	A 10{0.019} B 100{0.196}
$\Phi_{epi} = \Phi_{B(Cd)}$	B/V	B/Mn	0.82	10{0.0193} 100{0.193} 1000{1.93}	D 10{0.019} E 100{0.196} F 1000{1.77}
$\Phi_{epi-res} = \Phi_{B(Cd)/Eigen}$	V/B/V	Mn/B/Mn		100{0.193}/10{0.02}G H 1000{1.77}/100{0.196}	100{0.196}/10{0.019}
Normierungsbereich	2.6-3.9	2.5-3.2	3-4	3-4,2	1.5-5.85

[] = Bezugsspektren

Borabschirmung: $\delta \approx 0.5g/cm^2$

Cd-Abschirmung: $\delta \approx 0.86g/cm^2$

"Eigen"-Abschirmung: V: $\delta \approx 2g/cm^2$

Mn: $\delta \approx 1.5g/cm^2$

Variiert wurde die spektrale Verteilung der Neutronen durch Filter aus Bor bzw. Cadmium und durch "Eigen"-Filter und die Stärke der Targets ($\sim$ "Selbstabschirmung"). Tab.6.1 gibt einen Überblick über die durchgeführten Messungen und ihre Bezeichnungen. Die Diskussion der Ergebnisse der Messungen folgt in Kap.7.

Die Meßzeiten der einzelnen Spektren betrug 1-3 Tage, die Gesamtzahl der Impulse einer Liniengruppe 10^4 - 10^6 Impulse.

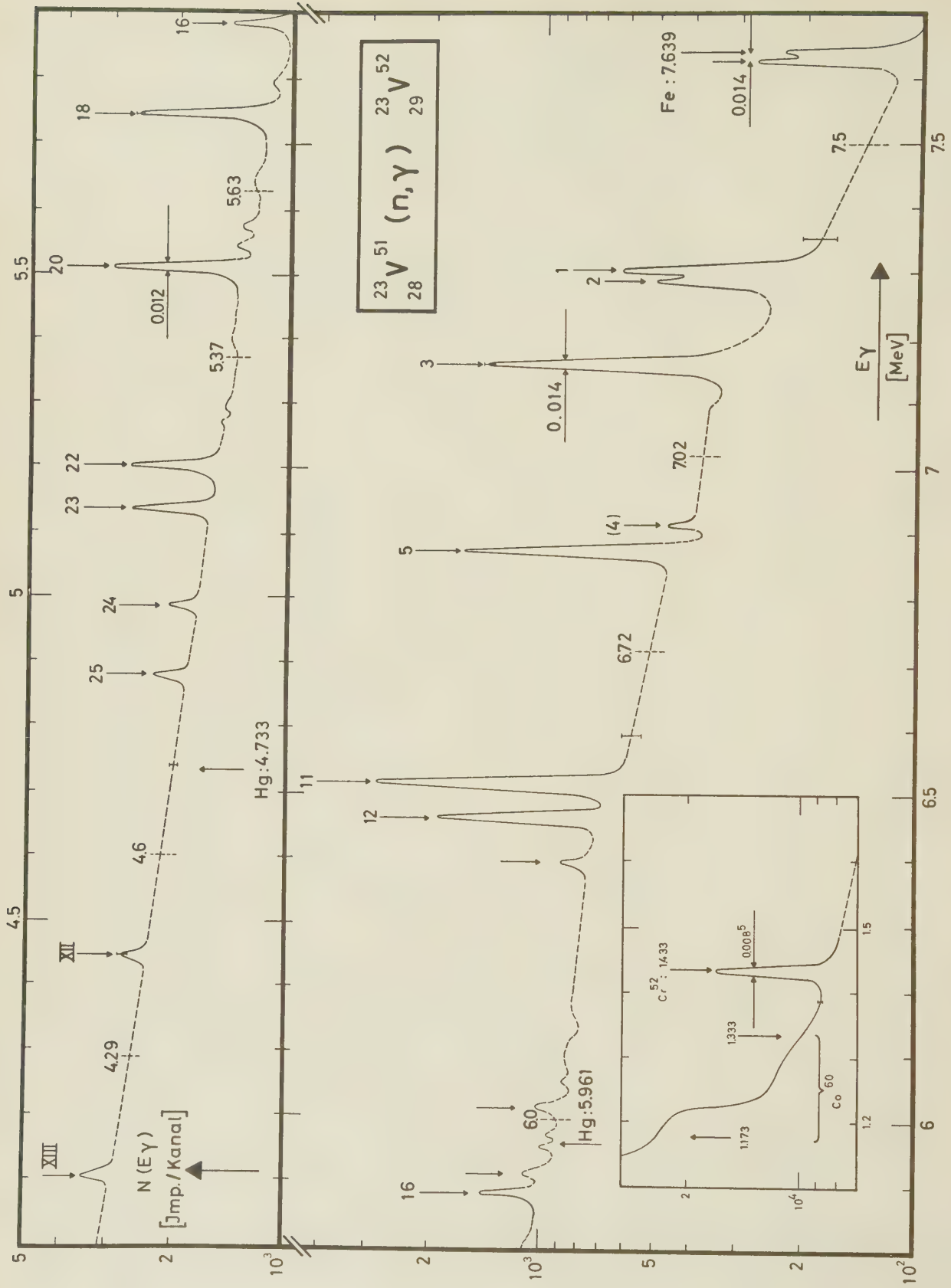


Abb. 6.2 Ge-Detektor Spektrum

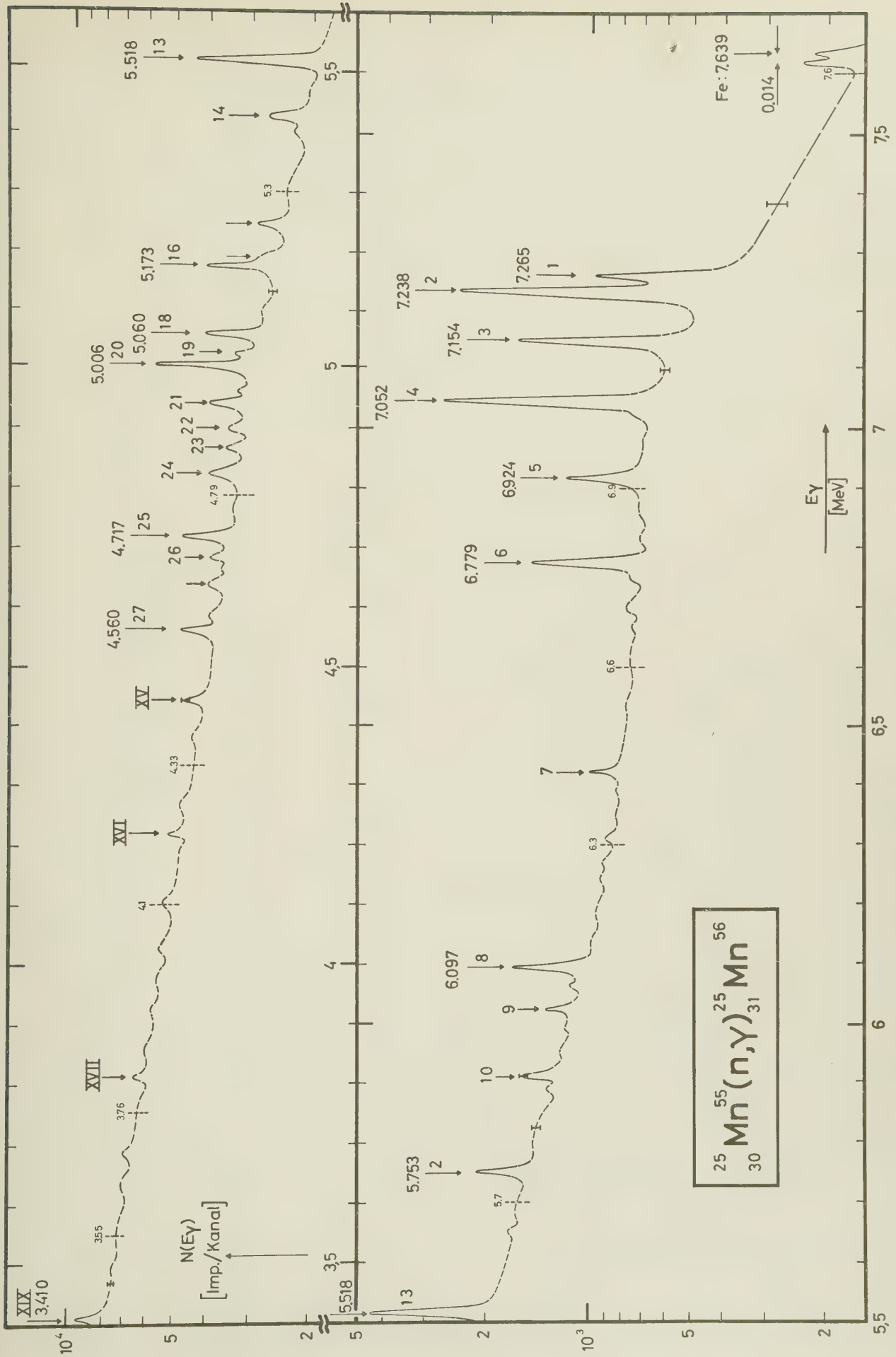


Abb. 6.3 Ge-Detektor Spektrum

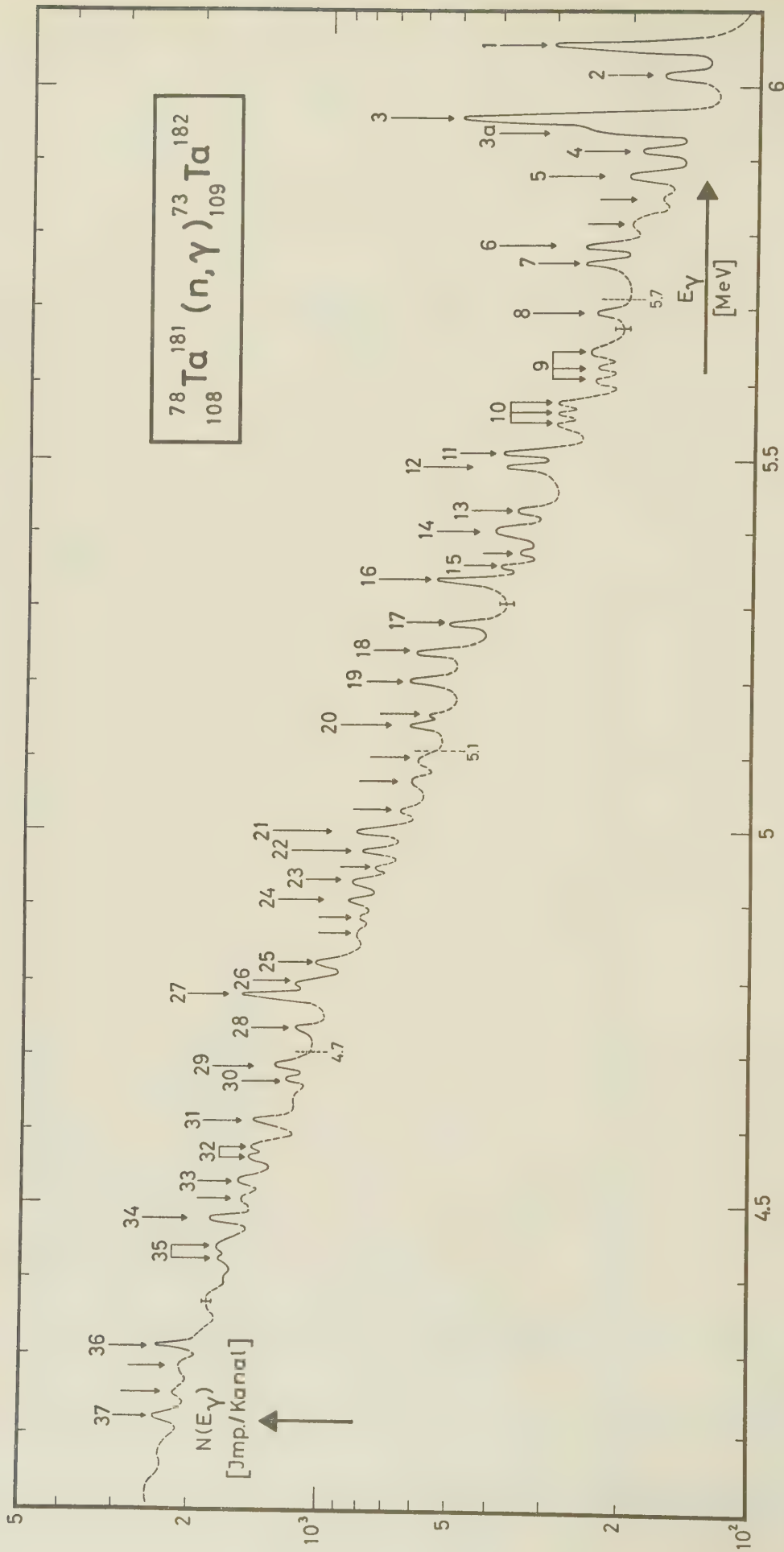


Abb. 6.4 Ge - Detektor Spektrum

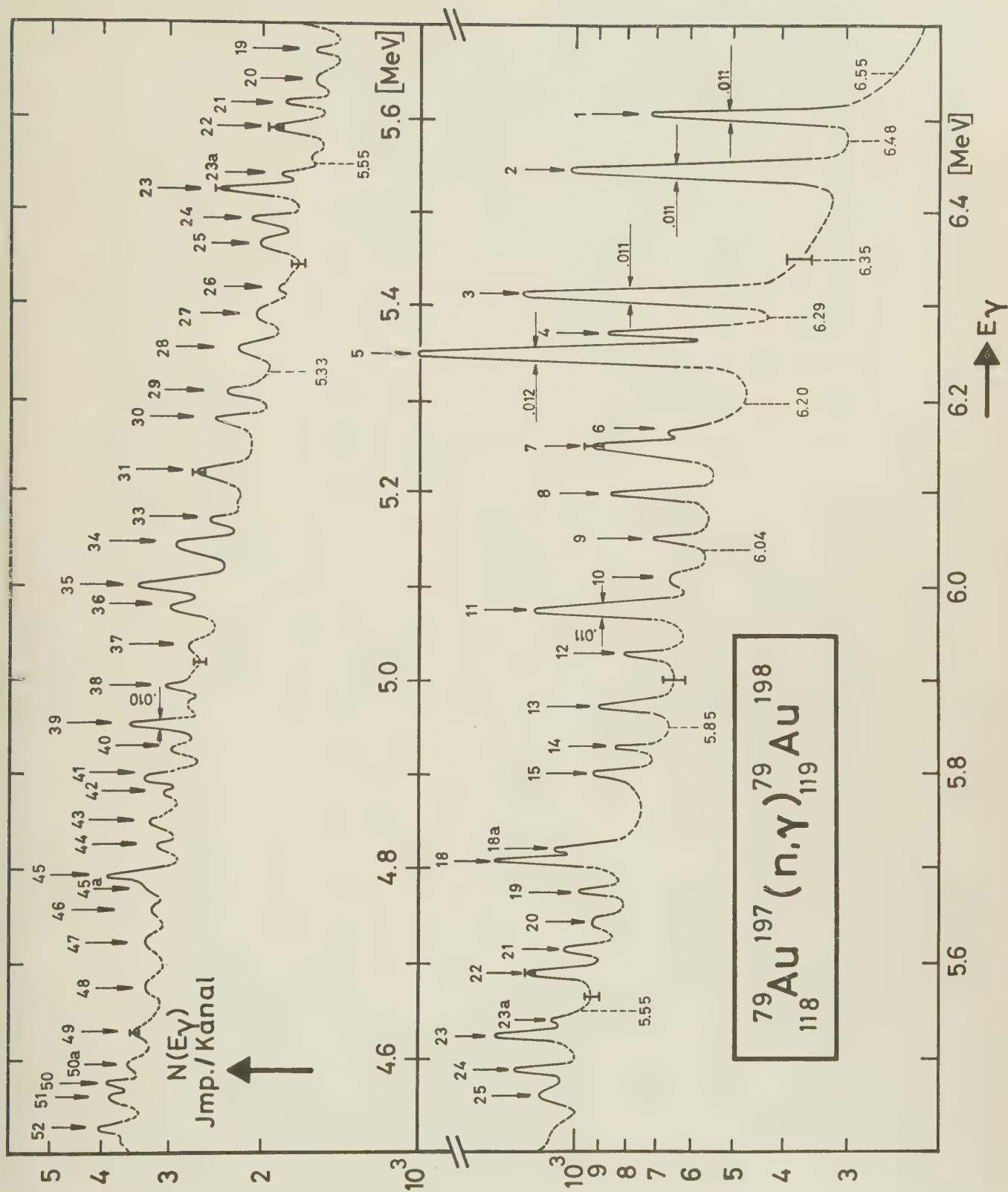
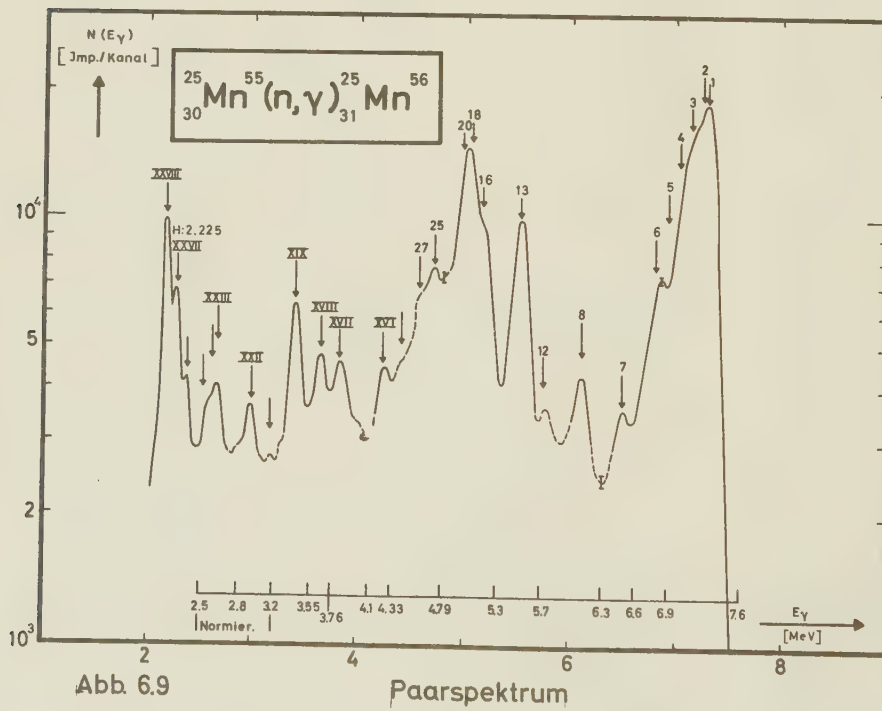
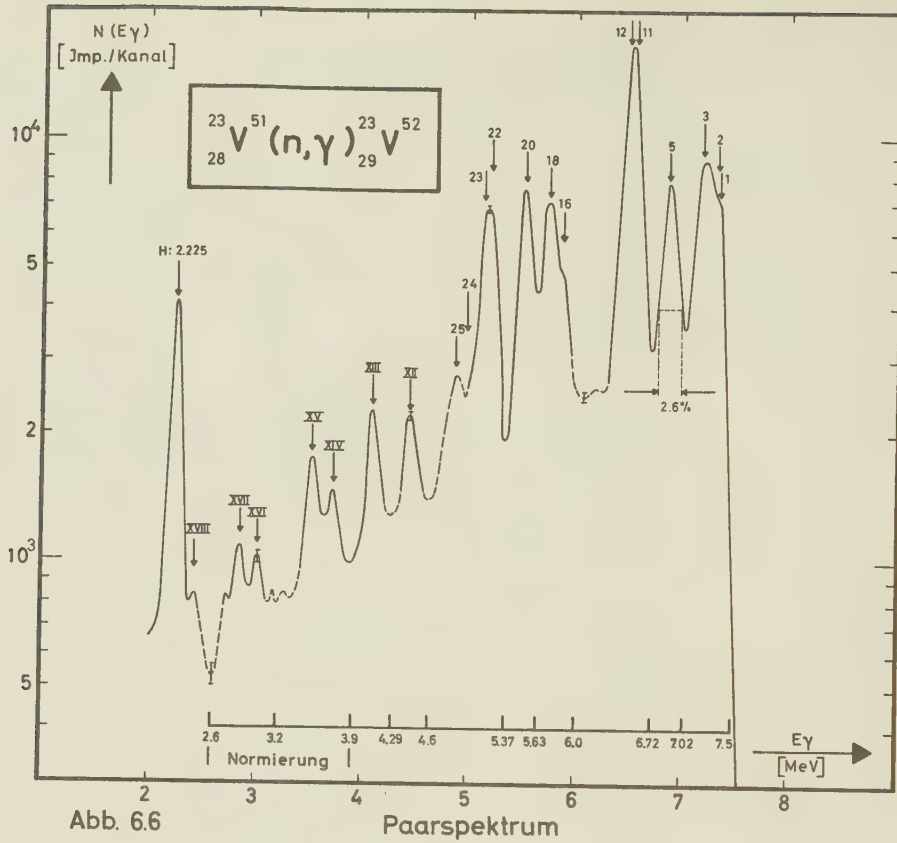


Abb. 6.5 Ge-Detektor Spektrum



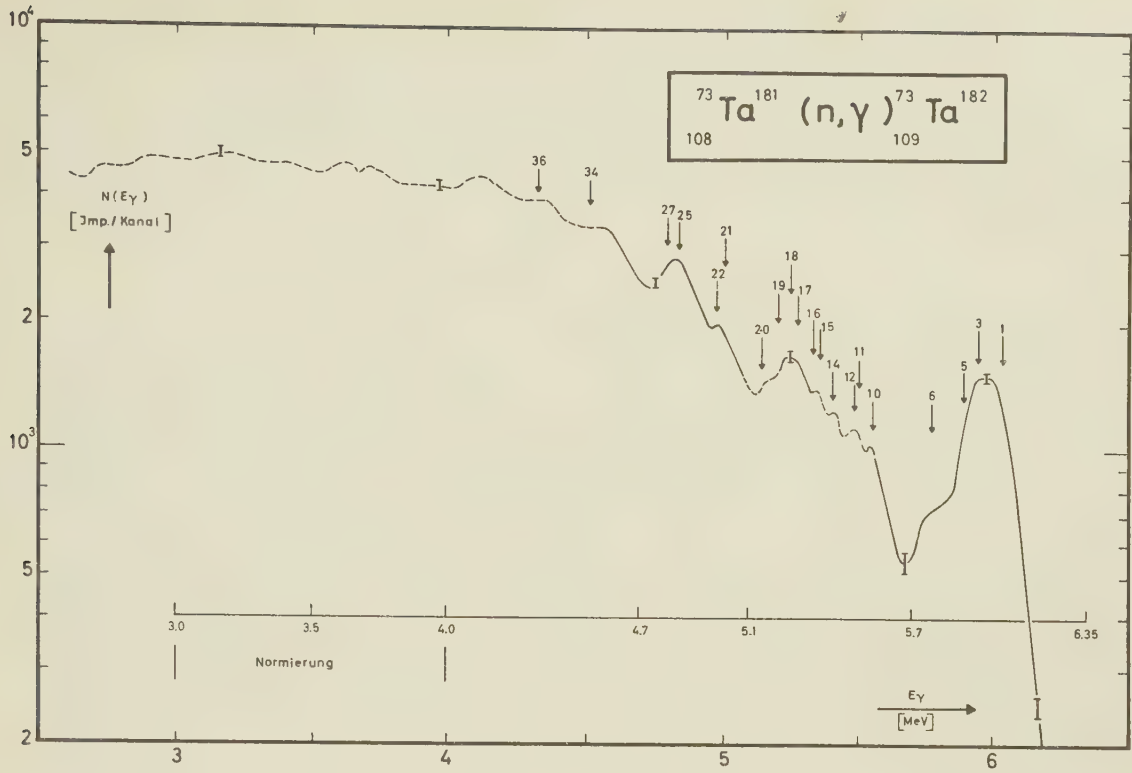


Abb. 6.8

Paarspektrum

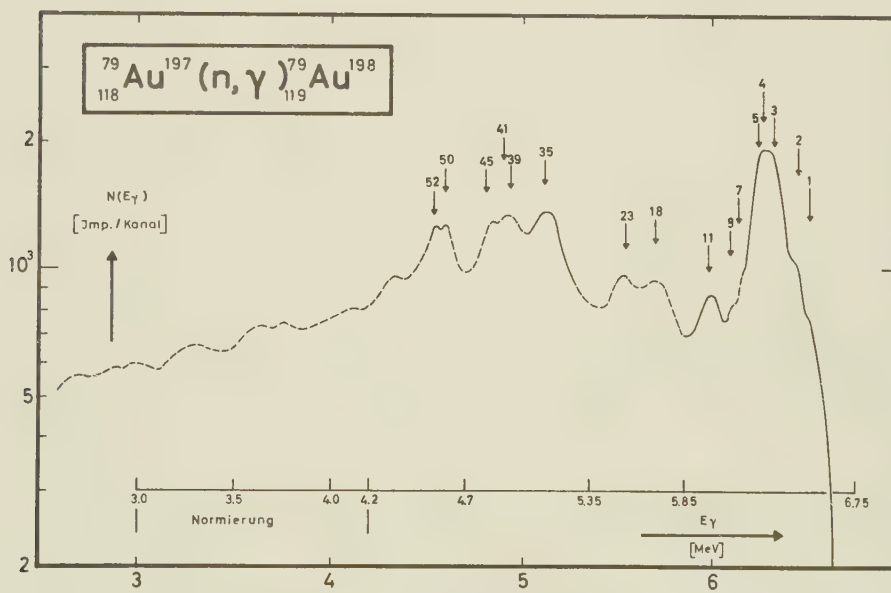


Abb. 6.9

Paarspektrum

7. Ergebnisse und Diskussion

Bevor auf die Ergebnisse und deren Deutung im einzelnen eingegangen wird, sollen die Voraussetzungen und deren Bedeutung für die einzelnen Messungen zusammenfassend diskutiert werden.

7.1 Voraussetzungen der Theorie

Als Grundvoraussetzung (Kap.2.1) wird für den Einfang langsamer Neutronen angenommen, daß sich ein Compoundkern bildet und daß dieser nach statistischen Gesetzen zerfällt ($\rightarrow$ "Normaler" Einfang). Daß eventuell der Compoundkern bevorzugt durch Einteilchenübergänge nach p-Zuständen zerfällt, konnte bis jetzt in keiner Theorie gezeigt werden und wird durch den Vergleich der (n,γ) - und $(n,n'\gamma)$ - Messungen (Anhang D) unwahrscheinlich.

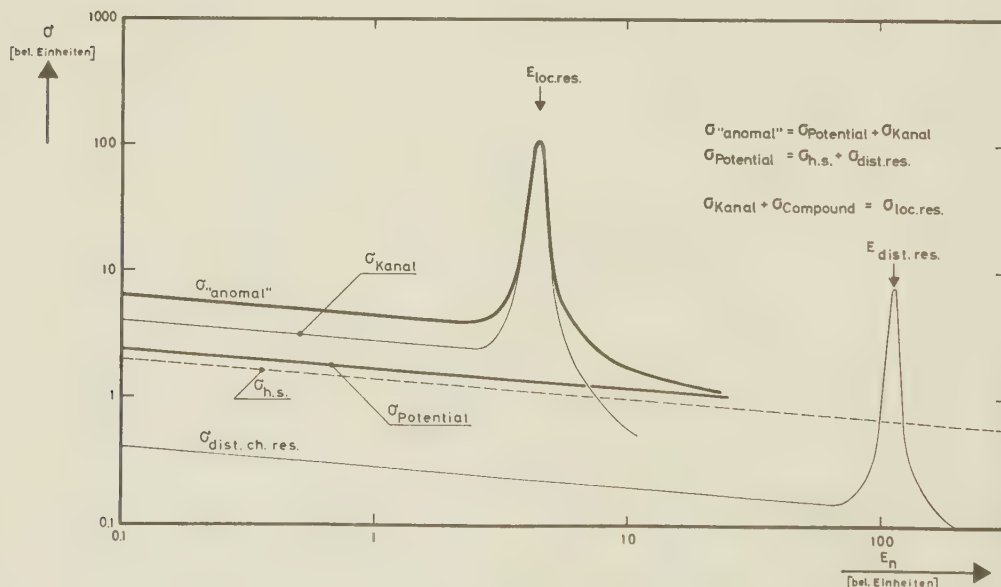


Abb. 7.1 "Anomaler" Wirkungsquerschnitt (schematisch)

Zur Erklärung des "anormalen" Einfangs wurde eine Theorie von Lane und Lynn (Kap.2.3) entwickelt. Abb.7.1 zeigt eine stark vereinfachte schematische Darstellung der verschiedenen Anteile⁺). Daraus kann man abschätzen, welche Ergebnisse bei

⁺) Die Anteile des "anormalen" Einfangs wurden addiert, unberücksichtigt blieben Interferenzen in der Nähe der Resonanzen zwischen σ_{Kanal} und $\sigma_{\text{Potential}}$, die sicher auftreten und auch gemessen wurden (s.z.B. Wa 65).

den durchgeführten Messungen mit dieser Theorie verträglich wären:

1. Wird der Einfang langsamer Neutronen nur durch eine einzige Resonanz ("erste" Resonanz) bestimmt, dann muß bei thermischem-, bei Resonanz- und bei Zwischenresonanzeinfang (d.h. Einfang, der durch die Flanken dieser "ersten" Resonanz bestimmt wird) das Verhältnis vom "anormalen" zum "normalen" Einfang konstant bleiben, da der "Kanal"-Einfang proportional dem "Compound"-Einfang ist. Bei Gold erwartet man für den Einfang von Neutronen $\leq 10\text{eV}$ ein solches Verhalten.
2. Wird der Einfang langsamer Neutronen durch mehrere Resonanzen bestimmt, dann kann man nur aus dem Verhalten in den einzelnen Resonanzen Vorhersagen für den "anormalen" Anteil bei thermischen oder bei Zwischenresonanzeinfang machen.
3. Wird der thermische Einfang nur zum Teil durch die "erste" Resonanz bestimmt (und liegen möglicherweise noch weitere Resonanzen weit entfernt von dem thermischen Bereich), dann beruht der Einfang im thermischen Gebiet zum Teil auf Potentialeinfang. Da dieser Einfang zu "anormalen" Übergängen führt, sollte in diesem Falle der thermische Einfang höhere "anomale" Intensitäten als der Resonanzeinfang aufweisen. Der Zwischenresonanzeinfang müßte, wenn auch er stark vom Potentialeinfang geprägt wird, in seiner "Anomalie" dem thermischen ähnlich sein. Für Mangan müßte dieses Verhalten zutreffen.

Bei den durchgeführten Messungen werden meistens 3 Spektren verglichen:

- a) thermischer Einfang mit geringem Anteil von Resonanz- und Zwischenresonanzeinfang
 - b) Resonanz- und Zwischenresonanzeinfang
 - c) wie b) aber Resonanzeinfang absolut oder relativ geschwächt.
- Während für 1. keine Differenzen erwartet werden, für 2. Voraussagen nur bei Resonanzdetailuntersuchungen möglich sind, erwartet man bei 3., daß a) höhere "anomale" Intensität als b) und b) kleinere "anomale" Intensität als c) zeigen.

Eine andere Art von Voraussetzungen für die durchgeführten Messungen stellt die Normierung dar.

7.2 Normierung

Um einen Anhaltspunkt zur Anzahl der Einfänge bei einem Vergleich mehrerer Messungen untereinander zu haben, wurden die Spektren auf die Intensität eines mittleren Energiebereichs normiert. Die Absolutbestimmung der Anzahl der Einfänge erwies sich experimentell als sehr schwierig und wurde deshalb nicht durchgeführt. Diese Normierung muß für die einzelnen Elemente diskutiert werden.

Bei den Messungen an Gold und Tantal wurde jeweils auf einen Bereich mittlerer Energie (etwa 3-4 MeV; s. Abb. 6.8 u. 6.9) normiert. Dieser Bereich zeigte wenig Struktur und war vielen γ -Übergängen zuzuordnen. Die Teilbereiche ($\Delta E_{\gamma} = 0,5 \text{ MeV}$) dieses Normierungsbereichs zeigten bei allen untersuchten Spektren Impulsratenverhältnisse, die im Rahmen der durch die Zählstatistik bedingten Fehlern gleich waren. Auch zeigten die Intensitäten von γ -Übergängen unmittelbar oberhalb des Normierungsbereiches ($E_{\gamma} \approx 4,5 \text{ MeV}$) nur sehr geringe Intensitätsänderungen (s. Abb. 7.5 u. 7.6)⁺. Bei den schweren Kernen wurde also der Normierungsbereich weit außerhalb des durch die Änderung des Neutronenspektrums beeinflussten Gebiets der hochenergetischen γ -Übergänge hoher Intensität gewählt, so daß diese Art der Normierung als gerechtfertigt anzusehen ist.

Dagegen wurde die Normierung bei der Untersuchung der mittelschweren Kerne auf ein Gebiet vorgenommen, das nur einigen wenigen γ -Übergängen zuzuordnen ist. Bei Mangan wurde der Normierungsbereich von den Übergängen XXI-XXV (nach Gr 59: $I_{\gamma} \approx 6$ γ -Quanten/100 Einfänge) und bei Vanadium von den Übergängen XIV-XVII (nach Gr 59: $I_{\gamma} \approx 3$) bestimmt (s. Abb. 6.6 u. 6.7). Auf Grund der spektralen Verteilung konnten diese Bereiche in Unterbereiche zerlegt werden.

Bei Mangan ergaben die Intensitätsverhältnisse der Unterbereiche 2.5-2.8 (XXV-XXIII) u. 2.8-3.2 MeV (XXII/XXI) im Rahmen der Fehlergrenzen für alle untersuchten Spektren die gleichen

⁺) Dieses Ergebnis stimmt mit Messungen von Huynh (Hu 65a) überein, der für die Intensitätsverhältnisse der Bereiche 3-4 u. 4-5 MeV über die 4.9 eV-Resonanz konstante Werte erhielt.

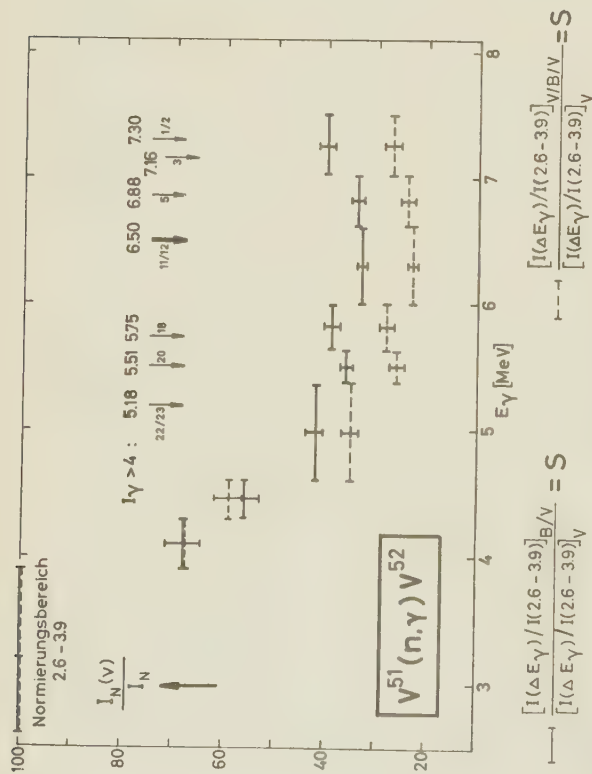


Abb. 7.3 Intensitätsverhältnisse

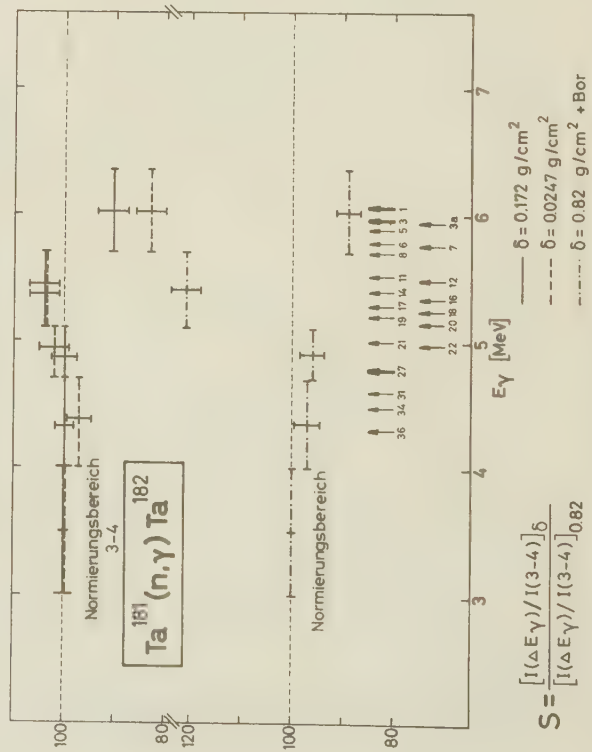


Abb. 7.5 Intensitätsverhältnisse

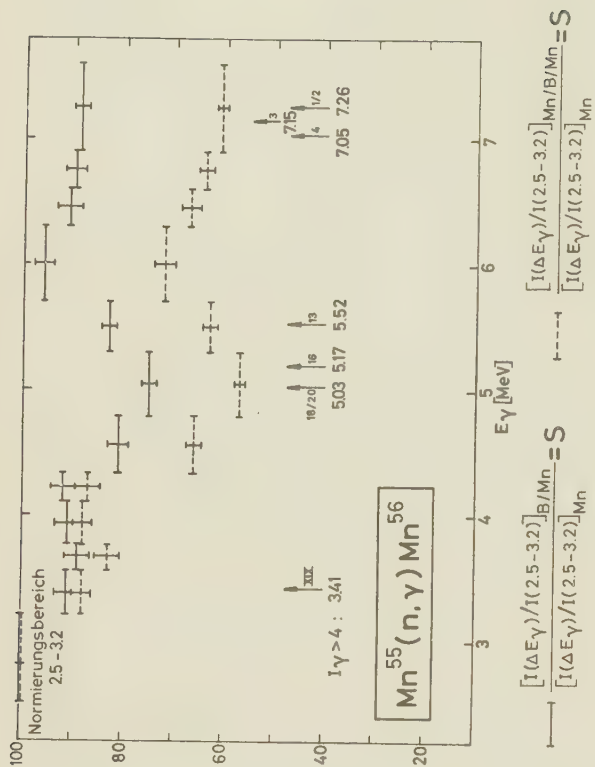


Abb. 7.4 Intensitätsverhältnisse

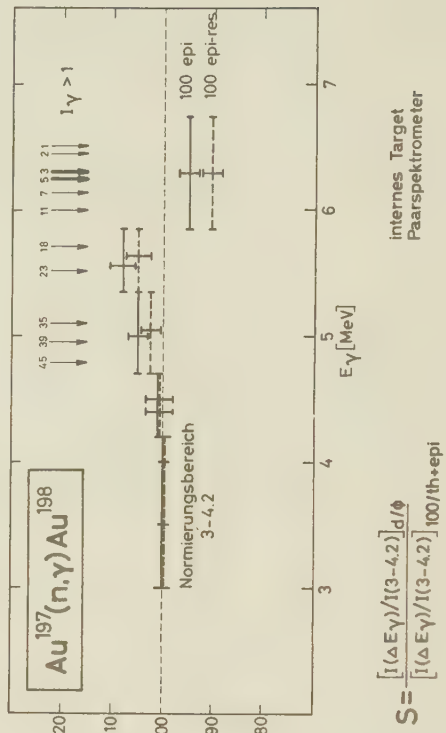


Abb. 7.6 Intensitätsverhältnisse

Intensitätsverschiebungen noch weiter verstärken würden. Somit können die angegebenen Intensitätsänderungen nur als relative Änderungen in Bezug auf den in sich nicht konstanten Normierungsbereich angesehen werden. Eine eventuell bessere Normierung auf die Intensität eines Bereichs kleinerer Energie ($E_\gamma \approx 2.5 \text{ MeV}$) erlaubten die gemessenen Impulshöhenverteilungen wegen der Untergrundstrahlung nicht. Nach der Diskussion der verschiedenen Voraussetzungen soll nun ein Überblick über die Meßergebnisse gegeben werden.

7.3 Allgemeine Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie

In den Abb. 7.3-7.9 sind die Ergebnisse der in Kap. 6.3 beschriebenen Messungen schematisch dargestellt. In der Ordinate nrichtung ist der prozentuale Wert der normierten Intensität in Bezug auf die normierten Intensitäten der Vergleichsmessung (=100%) aufgetragen. Die energetische Lage der intensitätsstärksten Übergänge (Intensität (Anzahl der γ -Übergänge pro 100 Neutroneneinfänge): I_γ) ist jeweils entsprechend den Tab. I.2-I.5 angegeben (nach Gr. 59 u. Gr. 65).

Es zeigen sich teilweise erhebliche Veränderungen der Intensitätsverhältnisse S bei Änderung der Energieverteilung der Neutronen. Besonders auffallend ist die starke Intensitätsschwächung einiger hochenergetischen intensitätsstarken (= "anomaler") γ -Übergänge der Kerne Mangan und Vanadium bei den Messungen mit Filtern gegenüber denjenigen ohne Filter (Abb. 7.3 u. 7.4). Hochenergetische Übergänge geringer Intensität werden dagegen wesentlich schwächer verändert.

Dieses Ergebnis wurde nach der Theorie erwartet: Bei verstärktem Einfang im Resonanzgebiet der Neutronen sollte eine "Normalisierung" auftreten, da das Verhältnis von "anormalen" zum "Compound"-Einfang in der Resonanz kleiner als bei thermischem Einfang ist, falls der thermische Wirkungsquerschnitt nicht vollständig von der "ersten" Resonanz bestimmt wird.

Wird eine Verminderung der Intensität bei Messung mit einem Bor- bzw. Cadmiumfilter gemessen, so wird fast immer diese Veränderung bei zusätzlicher Verwendung eines "Eigen"-Filters

verstärkt, d.h. die "anormalen" Übergänge treten bei Zwischenresonanzeinfang mit der geringsten Intensität auf. Daraus folgt, daß der Einfang in diesem Gebiet dem "normalen", d.h. dem Einfang unter Bildung eines Compoundkerns und dessen Zerfall nach statistischen Gesetzen, ähnlicher wird.

Hier zeigt sich ein Widerspruch zur Theorie. Erwartet wird ein Ansteigen der "Anomalie" bei Zwischenresonanzeinfang, da der "Potential"-Einfang gegenüber dem "Resonanz"-Einfang verstärkt auftritt. Vielleicht könnten detaillierte Rechnungen zum "anormalen" Einfang in der Nähe einer Resonanz zeigen, daß durch Interferenzeffekte zwischen "Potential"- und "Kanal"-Einfang oder durch den Einfluß anderer Resonanzen das gemessene Verhalten erklärt werden kann.

Während die untersuchten mittelschweren Kerne erhebliche Intensitätsänderungen zeigen (Abb.7.3 u. 7.4) sind diese Änderungen bei den schweren Kernen wesentlich kleiner (Abb.7.5 u. 7.6). Hier zeigt sich wieder eine Übereinstimmung mit der Theorie: Bei Gold und zum Teil auch bei Tantal wird der thermische Einfangquerschnitt durch eine Resonanz nahe dem thermischen Energiebereich fast vollständig bestimmt (s.Tab.4.3 Sp.9). Damit muß der "anomale" Anteil am Gesamteinfang unabhängig von der Neutronenenergie bleiben. Bei Mangan dagegen wird der thermische Einfang nur zum Teil von der "ersten" Resonanz bestimmt. Für Vanadium gilt diese Aussage wahrscheinlich auch, genaue Werte für die Resonanzparameter sind aber nicht bekannt.

Bei Verminderung der Targetdicken wird bei Gold eine geringe Verstärkung der "anormalen" Übergänge (Abb.7.7-7.9) sowohl bei Messungen mit als auch ohne Filter erreicht, d.h. diese Übergänge treten bevorzugt bei Einfang von Neutronen auf, für die der Einfangquerschnitt $\sigma(n,\gamma)$ groß ist, da bei Erhöhung der Targetdicke durch "Selbst"-Abschirmung der Einfang in Gebieten hoher Einfangquerschnitte relativ geschwächt wird (s.z.B.Abb.7.13). Bei Tantal dagegen nimmt die "anomale" Intensität bei Verminderung der Targetdicke ab (Abb.7.5).

In wie weit diese Ergebnisse mit den Aussagen von Lane und Lynn zu vereinbaren sind, kann nur eine detaillierte Analyse

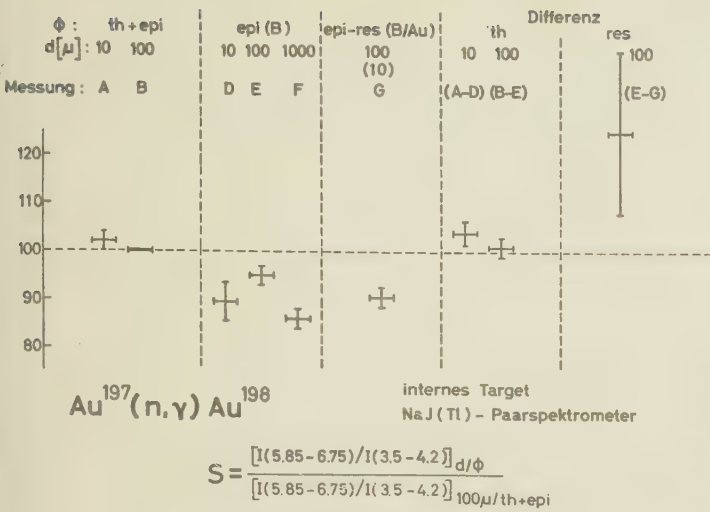


Abb.7.7 Intensitätsverhältnisse

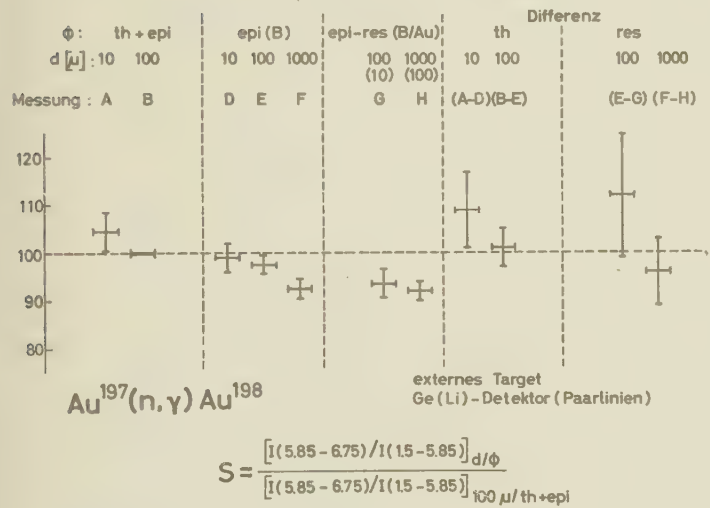


Abb.7.8 Intensitätsverhältnisse

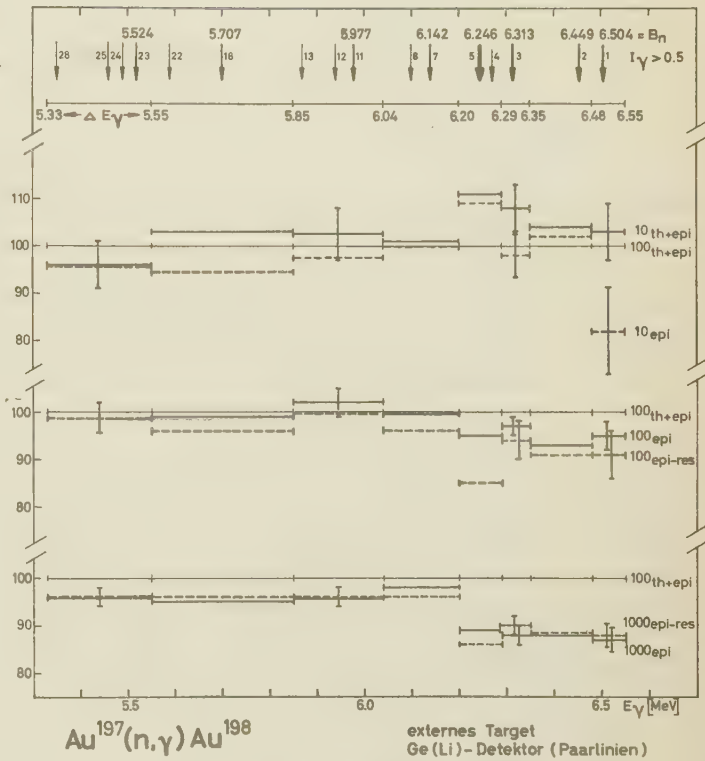


Abb.7.9 Intensitätsverhältnisse

der Anteile der verschiedenen Neutronenbereiche am Gesamteinfang geben (s. Kap. 7.5 u. 7.6, Tab. 7.2 u. 7.3), da die Unterschiede in der Intensität nur gering (<20%) sind.

Nach dieser Übersicht sollen die Ergebnisse der einzelnen Messungen diskutiert werden.

7.4 Mangan

Die beiden untersuchten mittelschweren Kerne zeigen etwa das selbe Verhalten:

1. Ein starker Intensitätsabfall der "anormalen" Übergänge bis auf <40% beim Vanadium und bis auf 70% beim Mangan bei den Messungen mit Borfiltern.
2. Einen weiteren Intensitätsabfall bei "Eigen"-Abschirmung, der mit steigender Energie zunimmt,

Da die Resonanzen und deren Parameter für Mangan bekannt sind (Co 64, s. Tab. 4.3 u. Abb. 4.1), können die Anteile der einzelnen Neutronenspektralbereiche am Gesamteinfang bei den verschiedenen Messungen abgeschätzt werden. Abb. 7.10 zeigt

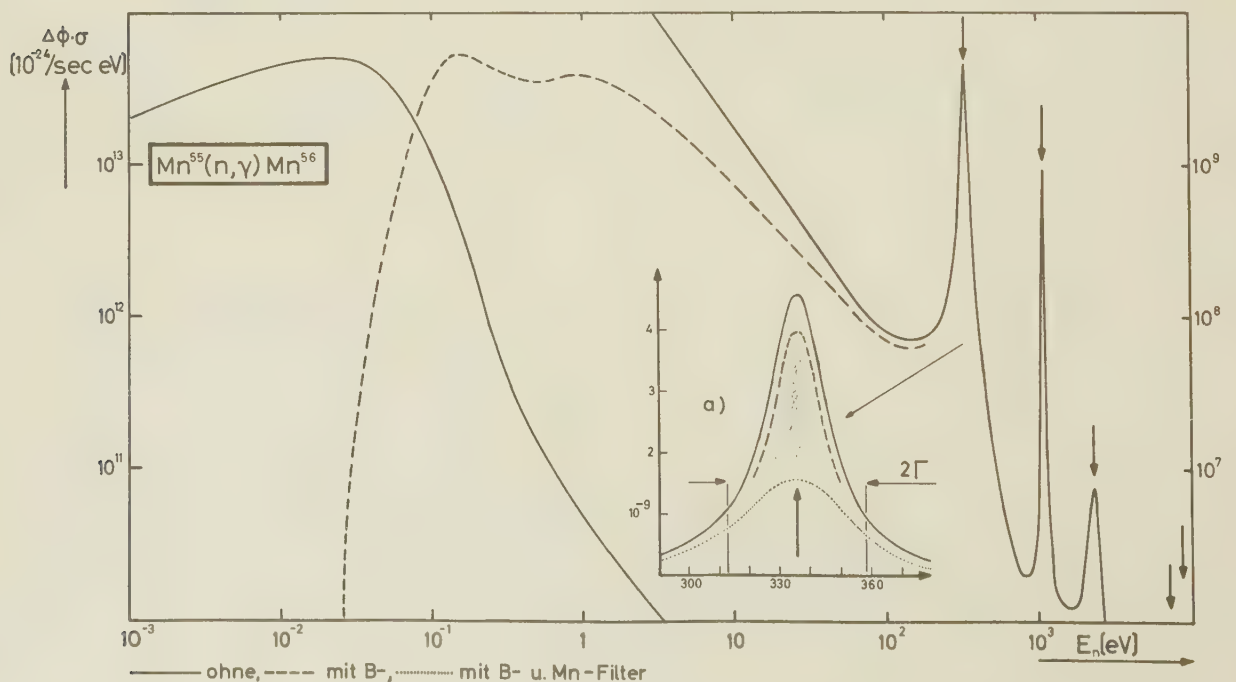


Abb. 7.10

Aktivierung für Mangan

Tabelle 7.1: Prozentuale Anteile am Einfang in Mangan

Aktivierung		ohne	mit B-	mit B- u. Mn- Filter
$C_{th} (<10\text{eV})$	%	95	6	7
$C_{Z.R.} (>10, 1.\text{Res.})$		0.9	22	30
$C_{res} (1.\text{Res.})$		2.9	48	37
$C_{Z.R.} (1.\text{Res.}, 2.\text{Res.})$		0.7	12	14
$C_{res} (2.\text{Res.})$		0.3	7	7
$C_{Z.R.} (2.\text{Res.}, 3.\text{Res.})$		0.1	2	2
$C_{res} (3.\text{Res.})$		0.1	2	2
$C_{Z.R.} (>3.\text{Res.})$		-	0.5	0.7
virtuelle Res.: -2830 (J=2)		3	0.2	0.2
" " -78 (3)		20	1	1
1. Resonanz:	335.5 (2)	63	77	74
2. "	1098 (3)	4	13	15
3. "	2355 (3)	10	8	10

(entsprechend Abb.4.1) den Verlauf des Produkts Neutronenfluß/Energieintervall $\times$ Wirkungsquerschnitt $\Delta\Phi \cdot \sigma$ (n/sec eV) in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n . Dieses Produkt ist der Aktivierung pro Energieintervall ΔC (Einfänge/sec eV) proportional. Die Selbstabschirmung im Target (Kap.7.6 u. Anhang J) kann vernachlässigt werden, da der maximale Einfangquerschnitt in den Resonanzen relativ klein ($<100\text{barn}$) ist.

In Tab.7.1 sind die Anteile der Aktivierungen in den einzelnen Energiebereichen zusammengestellt:

$$C_{th}: \quad 0 \leq E_n \leq 10\text{eV}$$

$$C_{Z.R.}(E_a, E_b): (E_a + \Gamma_a) \leq E_n \leq (E_b - \Gamma_b) \quad (Z.R.=\text{Zwischenresonanz})$$

$$C_{res}(E_a): (E_a - \Gamma_a) \leq E_n \leq (E_a + \Gamma_a)$$

$$\text{Resonanzenergien: } E_a, E_b \text{ (eV)}$$

$$\text{Resonanzbreiten: } \Gamma_a, \Gamma_b \text{ (eV)}$$

Es müssen nur die ersten drei "reellen" Resonanzen berücksichtigt werden, da wegen des $1/E_n$ -Verlaufs der Neutronenintensität die Zahl der Aktivierungen bei höheren Energien stark abnimmt.

Bei der Messung ohne Filter wurden nahezu nur thermische Neutronen eingefangen, d.h. die Anteile am Gesamteinfang entsprechen in 1.Näherung den Verhältnissen der Einfangquerschnitte bei der thermischen Energie $E_n=0.025\text{eV}$. Die Messung mit Borfilterung wird zu $\sim 50\%$ vom Einfang in der 1.Resonanz $C_{\text{res}}(335.5)$ bestimmt. Der Gesamtanteil der 1.Resonanz (Resonanz+Ausläufer) beträgt $\sim 80\%$. Bei Messung mit zusätzlichem "Eigenfilter" wird der Einfang in der 1.Resonanz durch die Filterung am meisten geschwächt, d.h. der Einfang in den Randgebieten der 1.Resonanz wird relativ verstärkt. Dies bedeutet einen relativen Anstieg des Einfangs, der durch die niederenergetischen Ausläufer der 2. und 3.Resonanz bestimmt wird.

Die Ergebnisse der Abb.7.4 können nun an Hand der Tab.7.1 diskutiert werden:

1. Die "anormalen" Intensitäten treten bei verstärktem Einfang in der 1.Resonanz stark zurück, obwohl auch die Messung ohne Filter zu mehr als 50% von dem Einfang, der durch den niederenergetischen $1/v$ -Ausläufer der 1.Resonanz festgelegt wird, bestimmt wird. Daraus folgt, daß der als "Potential"-Einfang zu bezeichnende Anteil der zwei virtuellen Resonanzen von $\sim 25\%$ starke "Anomalie" aufweist. Dieses Ergebnis wird von der Theorie (s.Abb.7.1) her erwartet. Bei den Messungen mit Filtern wird der Beitrag der virtuellen Resonanzen dagegen sehr klein.
2. Der Unterschied zwischen der Messung mit Borfiltern und derjenigen mit zusätzlicher "Eigen"-Abschirmung kann auf dem relativ verstärkten Anteil der 2. u. 3.Resonanz am Gesamteinfang beruhen, da diese Resonanzen einen anderen Produktkernspin ($J=3$) als die 1.Resonanz ($J=2$) aufweisen. Während die Neutronen der 1.Resonanz durch den möglichen "direkten Übergang" in " $2p_{1/2}$ -Einteilchen-niveaus" übergehen, erfolgt bei den Resonanzen mit $J=3$ der Übergang nach " $2p_{3/2}$ -Niveaus". Wenn für das eingefangene Neutron eine kleinere Wahrscheinlichkeit existiert, in ein

$p_{3/2}$ -Niveau überzugehen, da diese im Mittel möglicherweise stärker besetzt sind ⁺), dann wäre das erhaltene Ergebnis verständlich. Für eine solche Annahme liegt aber kein Beweis vor.

Bei der Berechnung der Anteile der einzelnen Resonanzen am Gesamteinfang bei der Messung mit Eigenabschirmung wurde nicht berücksichtigt, daß durch den hohen Streuquerschnitt (z.B.: $\sigma(n,n) = 900 \cdot \sigma(n,\gamma)$ für 3. Resonanz) die Resonanzneutronen stark in der Abschirmung gestreut werden und ihre Energie verändern. Damit wird der Einfang in den Resonanzen im Verhältnis zum Zwischenresonanzeinfang weiter geschwächt. Abschätzungen des Einflusses auf die verschiedenen Anteile waren bei der benutzten internen Targetanordnung nicht möglich. Hauptsächlich die Anteile der 3. Resonanz dürften wegen der großen Neutronenbreite durch Streuung geschwächt werden.

In der Literatur werden ähnliche Messungen diskutiert (Ke 58, Wa 64, Wa 65, Wa 65a, Wa 65a):

Starke relative Intensitätsverschiebungen einiger "anomaler" Übergänge zwischen Einfang thermischer und Neutronen einer der ersten drei Resonanzen werden beobachtet (Ke 58). Die Intensitätsverhältnisse der (J=3)-Resonanzen (2,u,3,) sind etwa gleich. Aus einem Vergleich mit den Intensitäten des thermischen Einfangs wird gefolgt, daß dieser stark von einer virtuellen gebundenen Resonanz mit J=3 bestimmt wird. Über die absoluten bzw. normierten Intensitäten werden keine Aussagen gemacht.

Es wird ein Ansteigen der auf die Intensität des Bereichs $2.6 < E_{\gamma} < 4.1 \text{ MeV}$ normierten Intensität der Grundzustandsübergangsdoppellinie (s. Abb. 6.3: Nr. 1/2) bei Einfang von Neutronen der 1. Resonanz gegenüber thermischem Einfang um den Faktor 1,5 gemessen (Wa 65 ff). Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den eigenen Messungen (Abb. 7.4: Schwächung um 10%), die Diskrepanz kann nicht erklärt werden. Auch werden in der Nähe der ersten Resonanz starke Interferenzen zwischen

⁺) nach dem strengen Einteilchenschalenmodell befinden sich 2 Neutronen des Ausgangskerns im $2p_{3/2}$ -, das $2p_{1/2}$ -Niveau ist unbesetzt.

Potential- und Kanaleinfang beobachtet und daraus der absolute Wert für den Potentialeinfang bestimmt (Rechnungen zu diesen Experimenten: s.Sp 66). Bei den eigenen Messungen wird über solche Interferenzen integriert, so daß sie nicht zu berücksichtigen sind.

7.5 Vanadium

Vanadium (Abb.7.2 u. 7.3) zeigt noch stärkere Intensitätsänderungen der "anormalen" Übergänge als Mangan (Abb.7.4). Dies kann teilweise darauf zurückzuführen sein, daß der Einfang in der ersten Resonanz ($E_n = 167\text{eV}$) nicht mit dem thermischen Einfang vergleichbar ist, da es sich um eine Resonanz des Isotops V^{50} (0.24% in nat.V) handelt. Daß der Einfang im Isotop V^{50} bei Messungen mit Filtern gegenüber denjenigen ohne Filter (thermischer+ 4% epithermischer Einfang) verstärkt auftritt, zeigte sich in den gemessenen Impulsraten oberhalb der Bindungsenergie des Neutrons bei Einfang in V^{51} ($E_\gamma > 7.5\text{MeV}$). Der Einfang im Isotop V^{50} stieg danach um den Faktor 4-5 relativ zur Impulsrate der Energien $E_\gamma < 7.5\text{MeV}$ bei Messung mit Filter an. Trotzdem können die starken Intensitätsänderungen (Abb.7.3) nicht darauf zurückzuführen sein, da eine Abschätzung des Anteils des V^{50} -Einfangs am Gesamteinfang aus den gemessenen Impulsraten in den Energiebereichen 7 - 7.5 und 7.6 - 8.1MeV bei der Messung ohne Filter $\sim 1\%$, entsprechend bei den Messungen mit Filter $\sim 5\%$ ergab. Eine genaue Rechnung war wegen des nur ungenau bekannten Wertes für den thermischen Einfangquerschnitt von V^{50} (s.Tab.4.3) nicht möglich.

Die ersten Resonanzen des Hauptisotops V^{51} liegen oberhalb 4keV, d.h. also bei Energien, wo die Intensität des Neutronenflusses schon etwa um den Faktor 10^6 gegenüber dem thermischen Fluß abgenommen hat (s.Abb.5.10). Daraus folgt, daß bei allen Messungen am Vanadium der Einfang nur durch die niederenergetischen $1/v$ -Ausläufer der Resonanzen mitbestimmt wird. Danach dürften sich aber beim Einfang in Vanadium überhaupt keine Änderungen im "anormalen" Teil des γ -Spektrums nach der Theorie zeigen. Auch wenn der Einfang hauptsächlich durch

Potentialeinfang bestimmt wird, erwartet man keine Änderungen. Eine Erklärung der Intensitätsänderungen ist also mit Hilfe der Theorie, wie dies bei den Messungen an Mangan teilweise möglich war, unmöglich. Eine Interpretation der folgenden Meßergebnisse kann also nicht gegeben werden:

1. Starker Intensitätsverlust besonders der intensitätsstärksten Linien bei Messung mit Borfilter (s. Abb. 7.2), d.h. bei Schwächung des thermischen Einfangs.
2. Weitere "Normalisierung", d.h. Intensitätsverlust der "anormalen" Übergänge, bei Messung mit "Eigen"-Filter, das bedeutet bei einem $1/v$ -Verlauf des Einfangquerschnitts eine relative Verstärkung des Einfangs höherer Energie.

In der Literatur werden den Untersuchungen an Mangan (Wa 65) analoge Messungen durchgeführt (Wa 65, Wa 66). Bei Einfang im Gebiet der Neutronenenergien $150 \leq E_n \leq 190 \text{ eV}$ zeigt ein vom thermischen Einfang verschiedener Verlauf der spektralen Verteilung der γ -Quanten, daß es sich hierbei um Einfang in v^{50} handelt. Die Einfang- γ -Spektren bei höheren Neutronenenergien ($E_n > 190 \text{ eV}$) zeigen etwa den Verlauf wie das thermische Einfangspektrum, Intensitätsvergleiche wurden nicht durchgeführt.

7.6 Gold

Während die Intensitätsänderungen bei den mittelschweren Kernen bis zu 80% betragen, zeigen die Goldspektren nur geringe Intensitätsänderungen ($< 10\%$). Nach der Theorie wurde dieses Ergebnis auch erwartet, da der Einfang im Gold fast vollständig durch die 1. Resonanz bestimmt wird. Da σ_{Kanal} proportional σ_{Compound} ist, sollte der "anomale" Wirkungsquerschnitt jeweils proportional dem Einfangquerschnitt sein. Der Beitrag höherer Resonanzen bzw. eines Potentialeinfangs (z.B. Ausläufer von virtuellen Resonanzen wie bei Mangan) kann im thermischen Gebiet nur $< 5\%$ sein (s. Tab. 4.3).

Um die Ergebnisse oder Messungen mit den beiden Spektrometern, die in den Abb. 7.6-7.9 zusammengestellt sind, interpretieren zu können, wurde entsprechend den Messungen an Mangan (Kap. 7.4)

die Aktivierung (=Anzahl der Einfänge) pro Energieintervall ΔC in Abhängigkeit von den Neutronenenergien $0 < E_n \leq 30 \text{ eV}$ ⁺) berechnet (s. Anhang J).

Die Abb. 7.11-7.14 (Abb. 7.11 entspricht Abb. 5.10) zeigen die spektralen Verteilungen der Aktivierungen und Tab. 7.2 gibt die prozentualen Anteile am Gesamteinfang in den drei Energiebereichen:

a) thermisch: C_{th} : $0 < E_n \leq 0.3 \text{ eV}$

b) Resonanz: C_{res} : $(E_{res} - \Gamma) < E_n < (E_{res} + \Gamma)$

c) Zwischenres.: $C_{Z.R.}$: $0.3 < E_n < (E_{res} - \Gamma)$ u. $(E_{res} - \Gamma) < E_n < 30 \text{ eV}$

$$E_{res} = 4.9 \text{ eV}, \quad \Gamma = 0.14 \text{ eV}, \quad C = \int_{E_1}^{E_2} \Delta C \, dE$$

Der Bereich a wird hauptsächlich durch den niederenergetischen Ausläufer der 1. Resonanz bestimmt, im Zwischenresonanzgebiet wird auch der Einfang in höhere Resonanzen einen kleinen Anteil liefern.

Es zeigt sich (Tab. 7.2), daß bei dem Einfang in den Targets geringer Massenbelegung der Resonanzeinfang etwa gleich dem Zwischenresonanzeinfang ist. Bei dicken Targets dagegen überwiegt der Zwischenresonanzeinfang. Bei Messungen mit "Eigen"-Filtern liegt fast reiner Zwischenresonanzeinfang vor. In Tab. 7.2 sind für die einzelnen Targets die normierten Intensitätsverhältnisse S der Gruppe der hochenergetischen γ -Übergänge ($5.85 \leq E_\gamma \leq 6.75 \text{ MeV}$), wie sie aus den Abb. 7.7 u. 7.8 entnommen werden, angegeben. Bis auf kleinere Abweichungen ergeben die Messungen mit den zwei verschiedenen Target- bzw. Detektoranordnungen die gleichen Werte für S . Aus den angegebenen Anteilen der Aktivierung lassen sich die Intensitätsverhältnisse für diese Gruppe der γ -Übergänge abschätzen:

$$I_{th} : I_{res} : I_{Z.R.} = 1 : 1.02 : 0.90$$

⁺) Der Anteil der Resonanzen mit Energien $> 30 \text{ eV}$ (s. Tab. 4.3: meistens auch (J=2)-Resonanzen) am Gesamteinfang kann unberücksichtigt bleiben, da er bei den Messungen mit dicken Targets nur $\sim 2\%$ beträgt, sonst $> 0.5\%$.

Tabelle 7.2: Prozentuale Anteile am Einfang in Gold

a) internes Target (NaJ-Paarspektrometer)

δ (g/cm ²)		0,0193	0,193	1,93
"Eigen"-Filter: δ_x		-	0,019	-
ohne Filter:	$C_{th}(\%)$	44	64,5	-
	C_{res}	25	5,5	-
	$C_{Z.R.}$	31	30	-
	S (%)	102±2	100	-
B-Filter:	C_{res}	51,5	17,5	5
	$C_{Z.R.}$	48,5	82,5	95
	S	89,5±4	95±2	86±2
B- u. Au-Filter:	C_{res}	-	7	-
	$C_{Z.R.}$	-	93	-
	S	-	90,5±2	-

b) externes Target (Ge-Detektor)

δ (g/cm ²)		0,0190	0,196	1,77
"Eigen"-Filter: δ_x		-	0,019	0,196
ohne Filter:	$C_{th}(\%)$	52	73,5	-
	$C_{res.}$	28	5,9	-
	$C_{Z.R.}$	20	20,6	-
	S	104,5±4	100	-
Cd-Filter:	C_{res}	55	22	6
	$C_{Z.R.}$	45	78	94
	S	99±3	7,5±2	92,5±2
Cd- u. Au-Filter:	C_{res}	-	10	0
	$C_{Z.R.}$	-	90	100
	S	-	93,5±3	92±2

Die Intensität dieser Gruppe wird zu 14,70 γ -Quanten pro 100 Einfänge angegeben (Gr 65; s.Tab.I.5). Daraus folgt der thermische ⁺) Wirkungsquerschnitt: $\sigma_{th}(\Delta E_{\gamma}) = 14,5$ barn. Die

⁺) Voraussetzung: angegebene Intensität (nach Gr 65) bezieht sich auf reinen thermischen Einfang

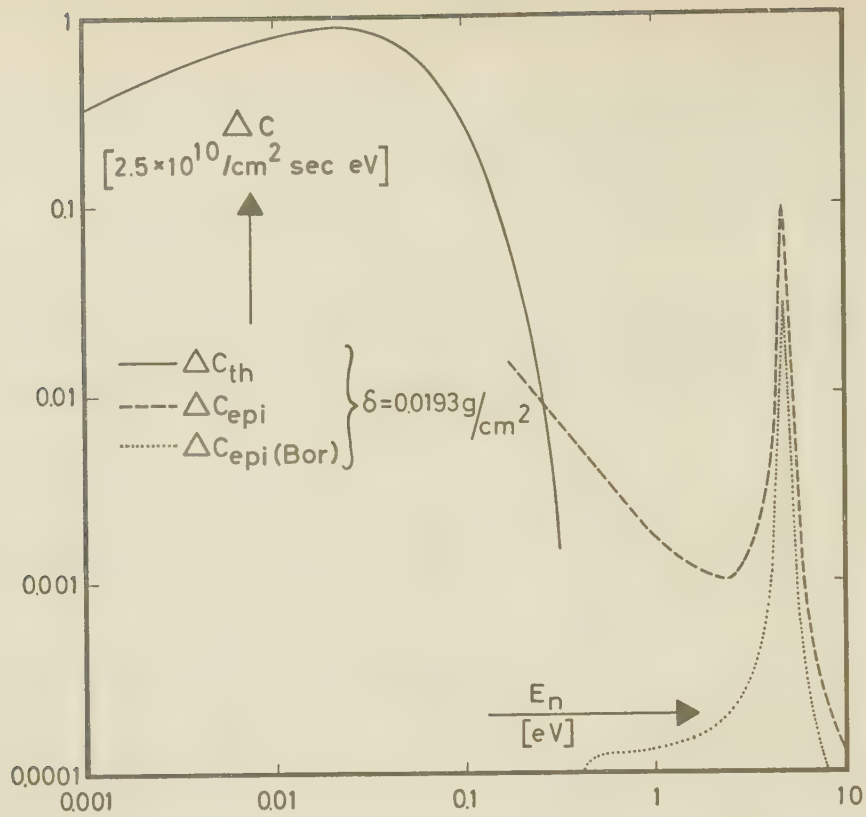


Abb.7.11 Aktivierung bei interner Anordnung für Gold

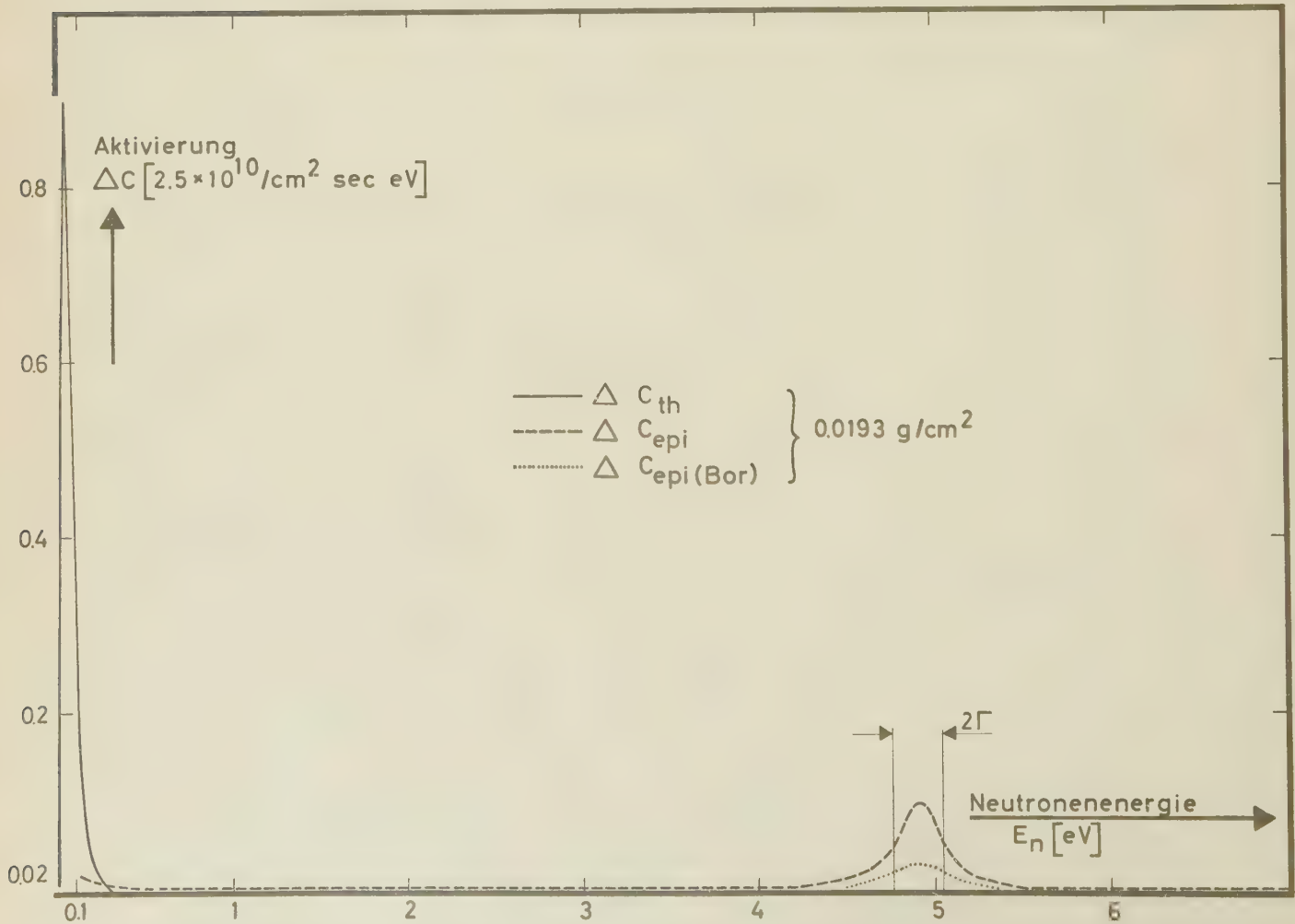


Abb.7.12

Aktivierung bei interner Anordnung für Gold

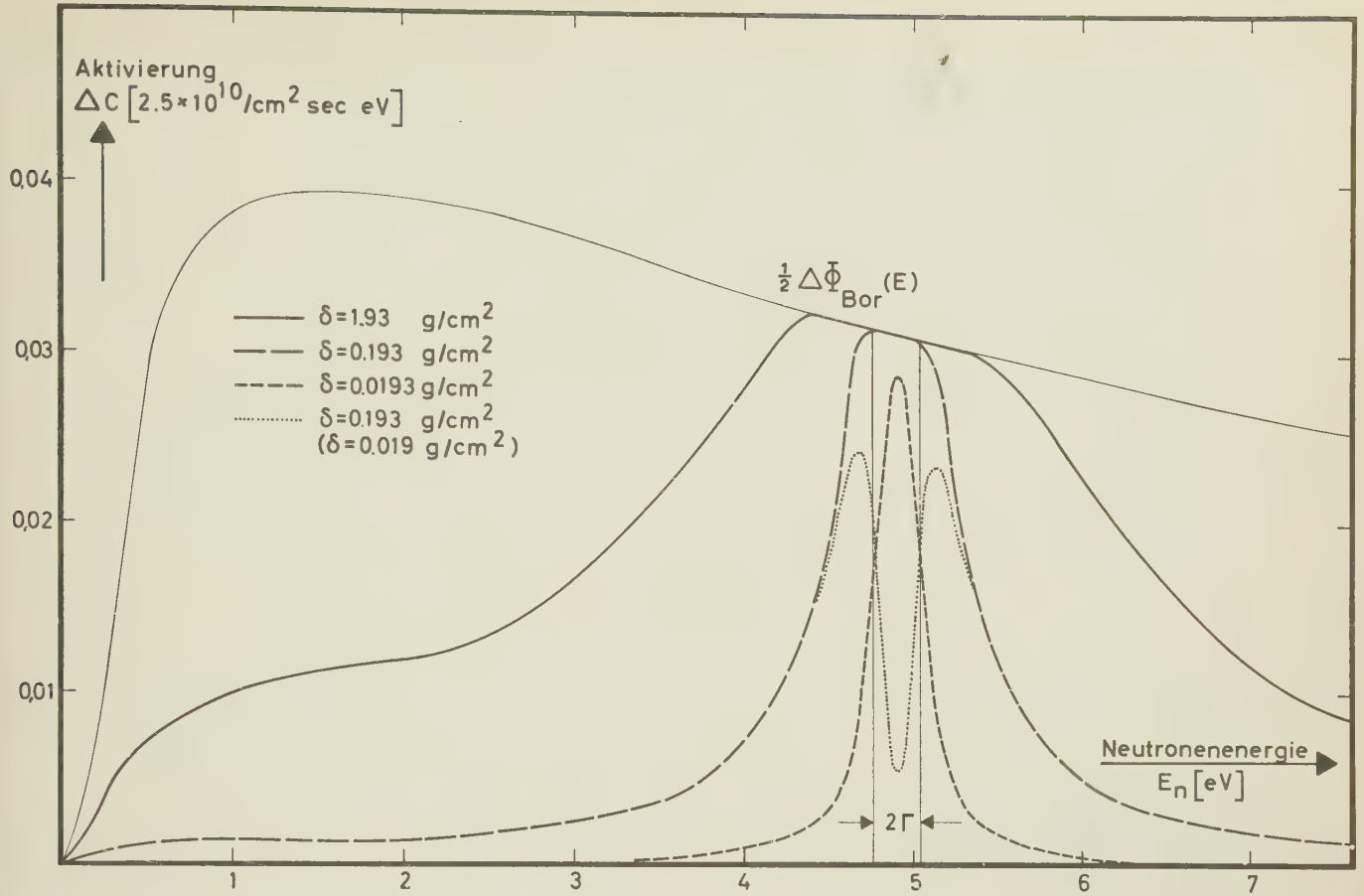


Abb. 7.13 Resonanzaktivierung bei interner Anordnung für Gold

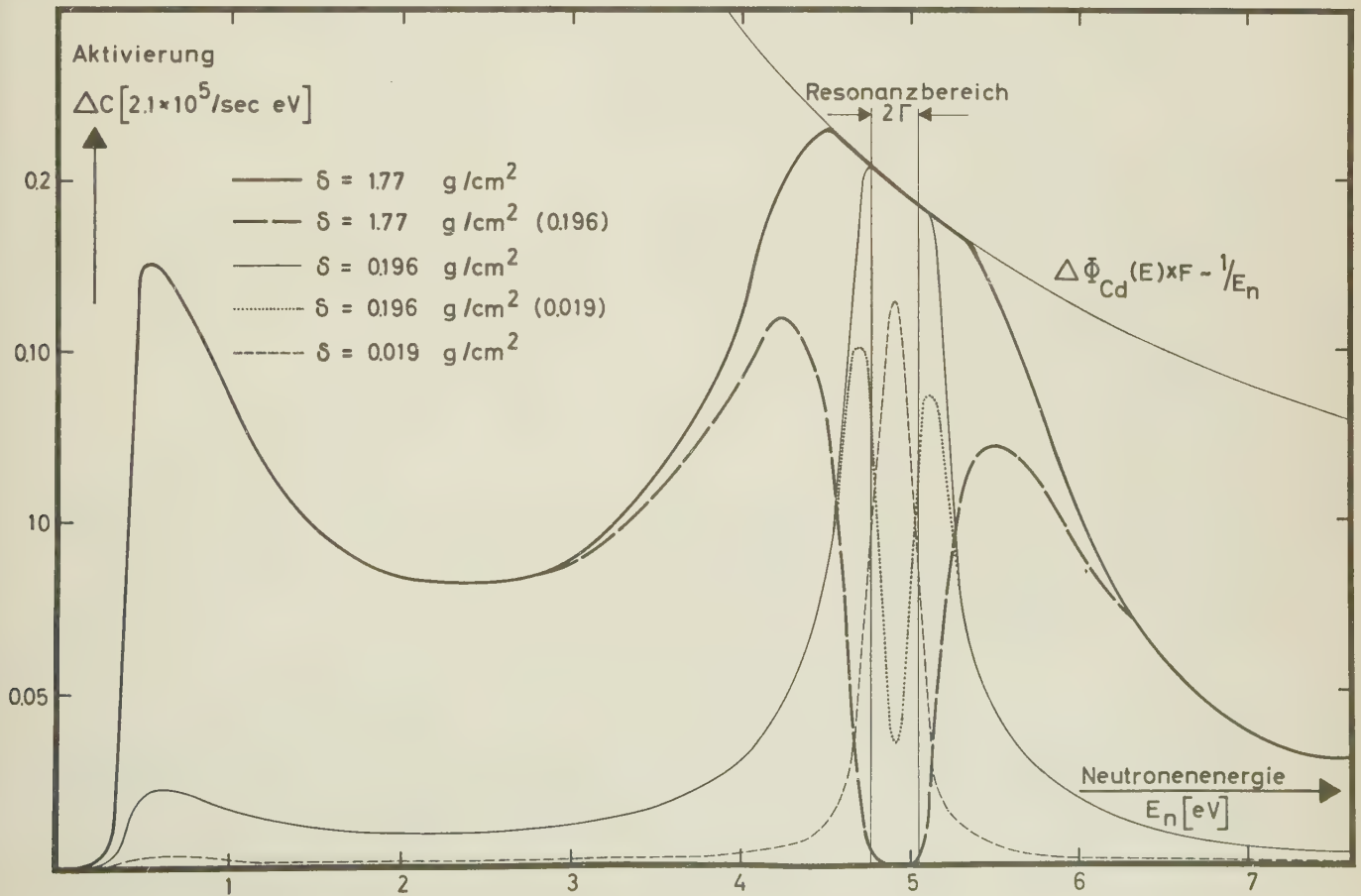


Abb. 7.14 Resonanzaktivierung bei externer Anordnung für Gold

entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die anderen Neutronenenergiebereiche ergeben sich damit zu:

$$\sigma_{\text{res}}(\Delta E_{\gamma}) = (0.150 \pm 0.007) \sigma_{\text{res}}(n, \gamma) \quad \text{und}$$

$$\sigma_{\text{Z.R.}}(\Delta E_{\gamma}) = (0.132 \pm 0.003) \sigma_{\text{Z.R.}}(n, \gamma)$$

Es zeigen sich also nur kleine Änderungen. Im Rahmen der Fehlergrenzen sind die Anteile von $\sigma(\Delta E_{\gamma})$ am Gesamteinfang für den thermischen und für den Resonanzeinfang gleich. Im Zwischenresonanzgebiet geht offensichtlich durch den Einfluß der höheren Resonanzen der "anomale" Einfang zurück.

Diese hochenergetische γ -Gruppe wurde bei den Messungen mit dem Ge-Detektor auch in den einzelnen Energiebereichen untersucht. Aus den in Abb. 7,9 aufgezeichneten Intensitätsverhältnissen folgt für die Verhältnisse der Intensitäten der drei Energiebereiche:

$I_{\text{th}} : I_{\text{res}} : I_{\text{Z.R.}} =$	für ΔE_{γ} (MeV)
1:(0.93 $\pm$ 0.05):(0.84 $\pm$ 0.03)	6.48-6.55 (1)
1:(1.09 $\pm$ 0.05):(0.85 $\pm$ 0.03)	6.35-6.48 (2)
1:(1.12 $\pm$ 0.10):(0.88 $\pm$ 0.03)	6.29-6.35 (3)
1:(1.24 $\pm$ 0.05):(0.84 $\pm$ 0.03)	6.20-6.29 (4/5)
1:(1.08 $\pm$ 0.07):(0.96 $\pm$ 0.03)	6.04-6.20 (6-9)
1:(1.10 $\pm$ 0.10):(0.96 $\pm$ 0.03)	5.85-6.04 (10-13)

Nur für den Grundzustandsübergang (1) nimmt die Intensität sowohl beim Einfang im Resonanzgebiet als auch im Zwischenresonanzgebiet ab. Für alle übrigen Übergänge ist die Intensität des Resonanzeinfangs gleich oder größer als die des thermischen Einfangs. Besonders für den intensitätsstärksten Bereich (4/5) erhöht sich die Intensität bei Resonanzeinfang um etwa 20%. Die Intensität nach Einfang von Zwischenresonanzneutronen ist in allen Energiebereichen um 5-20% kleiner als bei thermischem Einfang.

Aus den in Abb. 7,4 verzeichneten Intensitätsverhältnissen für den mittleren Energiebereich 4,2-5,85 MeV kann das Intensitätsverhalten bei Resonanz- bzw. Zwischenresonanzeinfang abgeschätzt werden:

$I_{th} : I_{res} : I_{R.Z.} =$	für ΔE_{γ} (MeV)
$1:(1.25 \pm 0.05):(1.1 \pm 0.05)$	5.35-5.85
$1:(1.2 \pm 0.05):(1.0 \pm 0.05)$	4.7 -5.35
$1:(1.0 \pm 0.05):(1.0 \pm 0.05)$	4.2 -4.7

Die Intensität bei Resonanzeinfang nimmt im Energiebereich 4.7-5.85 um etwa 20% zu, aber auch die Intensität bei Zwischenresonanzeinfang liegt etwas höher als bei thermischem Einfang. Dieser Bereich zeigt also ein anderes Verhalten der Intensität in Bezug auf den Zwischenresonanzeinfang als die Intensität der hochenergetischen Gruppe. Die Intensität des Bereichs 4.2-4.7MeV ist annähernd von der Energie der Neutronen unabhängig.

Die Ergebnisse der Messungen zum Einfang langsamer Neutronen in Gold zeigen:

1. die intensitätsstarken hochenergetischen Übergänge treten bevorzugt bei thermischem und 4.9eV-Resonanzeinfang auf,
2. bei epithermischem Neutroneneinfang außerhalb der 4.9eV-Resonanz ist der Anteil des "anormalen" Einfangs am Gesamteinfang geringer,
3. die einzelnen Übergänge der hochenergetischen γ -Gruppe zeigen unterschiedliche Übergangswahrscheinlichkeiten nach thermisch-, Resonanz- oder Zwischenresonanzeinfang,
4. γ -Übergänge der mittleren Energien $E_{\gamma} \approx 5.3\text{MeV}$ werden bevorzugt nach Resonanz (und Zwischenresonanz)-Einfang emittiert. Da dieser Energiebereich auch bei hochenergetischem Neutroneneinfang (s. Anhang C.2) mit "anomaler" Intensität auftritt und durch "Spinflip"-Einfang erklärt werden kann, ist anzunehmen, daß es sich auch bei langsamem Neutroneneinfang nicht um "p-Einteilcheneinfang" handelt.

In der Literatur werden die Ergebnisse von mehreren Laufzeitmessungen diskutiert (Wa 63, Lo 62, Do 63, Hu 65 u. 65a). Entsprechend den eigenen Messungen wurden die "anormalen" Intensitäten der hochenergetischen γ -Übergänge ($6 < E_{\gamma} < 6.5\text{MeV}$) normiert ($3 < E_{\gamma} < 4\text{MeV}$) und bei Variation der Neutronenenergien verglichen. Der Anteil des "anormalen" Wirkungsquerschnitts am gesamten Einfangquerschnitt (nach Hu 65) war bei Einfang von 4.9eV-Resonanzneutronen wesentlich kleiner als bei thermischen:

$$\sigma_{th}(\Delta E_{\gamma}) = 0.17 \sigma_{th}(n, \gamma) \quad (I_{\gamma} \text{ nach Gr 59})$$
$$\sigma_{res}(\Delta E_{\gamma}) \leq 0.06 \sigma_{res}(n, \gamma)$$

Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den eigenen Messungen, nach denen die "anomale" Intensität bei Resonanzeinfang etwa gleich bleibt (s.o.).

Aus dem Verlauf der normierten Intensität bei Variation der Neutronenenergie über die 4.9eV-Resonanz ⁺) konnte der Wirkungsquerschnitt für Potentialeinfang abgeschätzt werden (Hu 65):

$$\sigma_{pot} \leq 0.003 \text{ barn}$$

Daraus folgt, daß die "anormalen" Übergänge fast vollständig durch "Kanal"-Einfang bestimmt sein müssen. Aus den eigenen Messungen war eine solche Abschätzung wegen der "integralen" Meßmethodik nicht möglich.

7.7 Tantal

Zur Ergänzung der Messungen an Gold wurde das Verhalten der "Anomalie" bei Tantal untersucht. Der Einfang in Tantal unterscheidet sich aber in einigen Punkten wesentlich vom Goldeinfang:

1. kleiner "anomaler" Wirkungsquerschnitt: $\sigma_A = 0.06 \sigma_{th}$ (Gr 59)
 2. Einfluß mehrerer Resonanzen auf den thermischen Einfang (s.Tab.4.3):
 1. Resonanz (J=4) : 59%
 2. " (4) : 7%
 3. " (?) : 1%
- höhere Resonanzen: 10%

Bis auf einen Anteil von ~20% wird also der thermische Einfangquerschnitt durch die Ausläufer von Resonanzen bestimmt. Der Spin des Produktkerns ist für alle Resonanzen, die einen wesentlichen Beitrag zum Einfang liefern, gleich.

⁺) Ein schwaches Absinken der Intensität der "anormalen" Übergänge wurde oberhalb der Resonanzenergie beobachtet (Hu 65), daraus wurde auf eine Interferenz zwischen Kanal- und Potentialeinfang (s.Kap.2.3) geschlossen.

Tabelle 7.3: Prozentuale Anteile am Einfang*in Tantal

δ (g/cm) Filter	0.82 -	0.17 -	0.025 -	0.82 Bor
C_{th} (0.4eV) (%)	75	61	44	0.3
$C_{Z.R.}$ (0.4,1,Res.)	10	11	12	21
C_{res} (1,Res.)	1.4	5	16	5
$C_{Z.R.}$ (1,Res.,2,Res.)	9	15	17	40
C_{res} (2,Res.)	0.6	2	4	4
$C_{Z.R.}$ (2,Res.,3,Res.)	3	5	5	20
C_{res} (3,Res.)	0.5	0.8	1	2
$C_{Z.R.}$ (3,Res., 20eV)	1.1	1.2	1	8
S(5.7-6.35MeV)	100	90	83	89
S(5.1-5.7MeV)	100	104	103.5	122
Potentialeinfang (?)	19	14	9	-
1.Resonanz: 4.28(J=4)	60	61	62	~50
2. " 10.34(4)	12	15	18	~30
3. " 13.95(?)	2	3	3	~10
höhere Resonanzen	7	7	8	~10

Um einen Überblick über die Anteile der einzelnen Energiebereiche am Gesamteinfang zu erhalten, wurde entsprechend den Messungen an Mangan und Gold die Aktivierung ΔC im Bereich $0 < E_n < 20\text{eV}$ für die verschiedenen Targets berechnet und dargestellt (Abb.7.15 u. 7.16). In Tab.7.3 sind die Anteile am Gesamteinfang der einzelnen Energiebereiche aufgezeichnet. Auch der Anteil der verschiedenen Resonanzen wurde für die einzelnen Targets abgeschätzt. Die 1.Resonanz bestimmt zusammen mit ihrem niederenergetischen Ausläufer bei allen Messungen den Einfang zu mehr als 50%. Bei Targetdickenverminderung steigt der Anteil des Resonanzeinfangs an auf Kosten des durch die Resonanzen nicht zu bestimmenden Anteils am thermischen Einfang (Potentialeinfang bzw. Einfang auf Grund virtueller gebundener Resonanzen). Bei Messung mit Borfilter wird der thermische Einfang fast vollständig unterdrückt, dies bedeutet aber auch eine Abnahme des Einfangs in der 1.Resonanz und ein Anstieg des Einfangs in höhere Resonanzen.

Aus den gemessenen Intensitätsänderungen (s.Abb.7.5) kann für

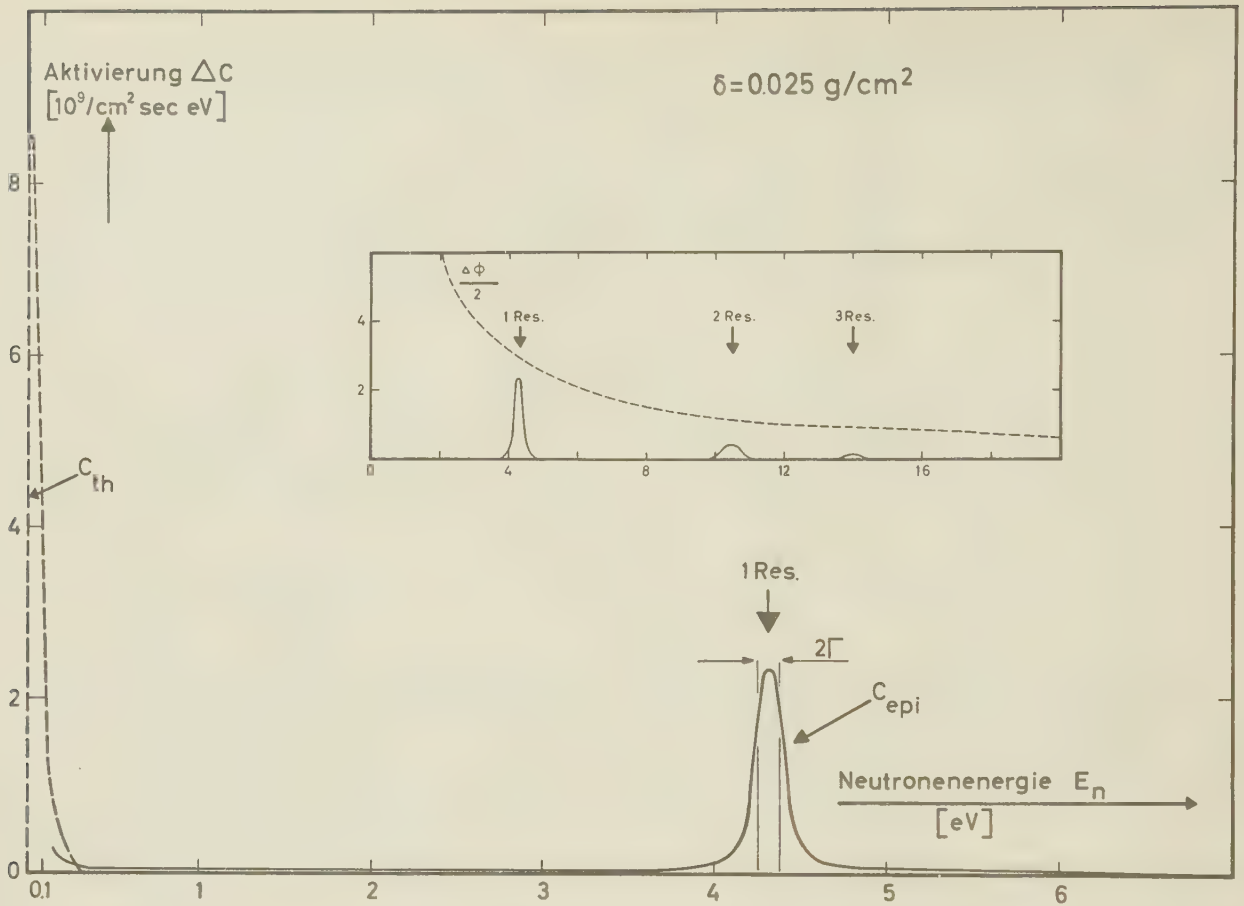


Abb.7.15 Aktivierung für Tantal

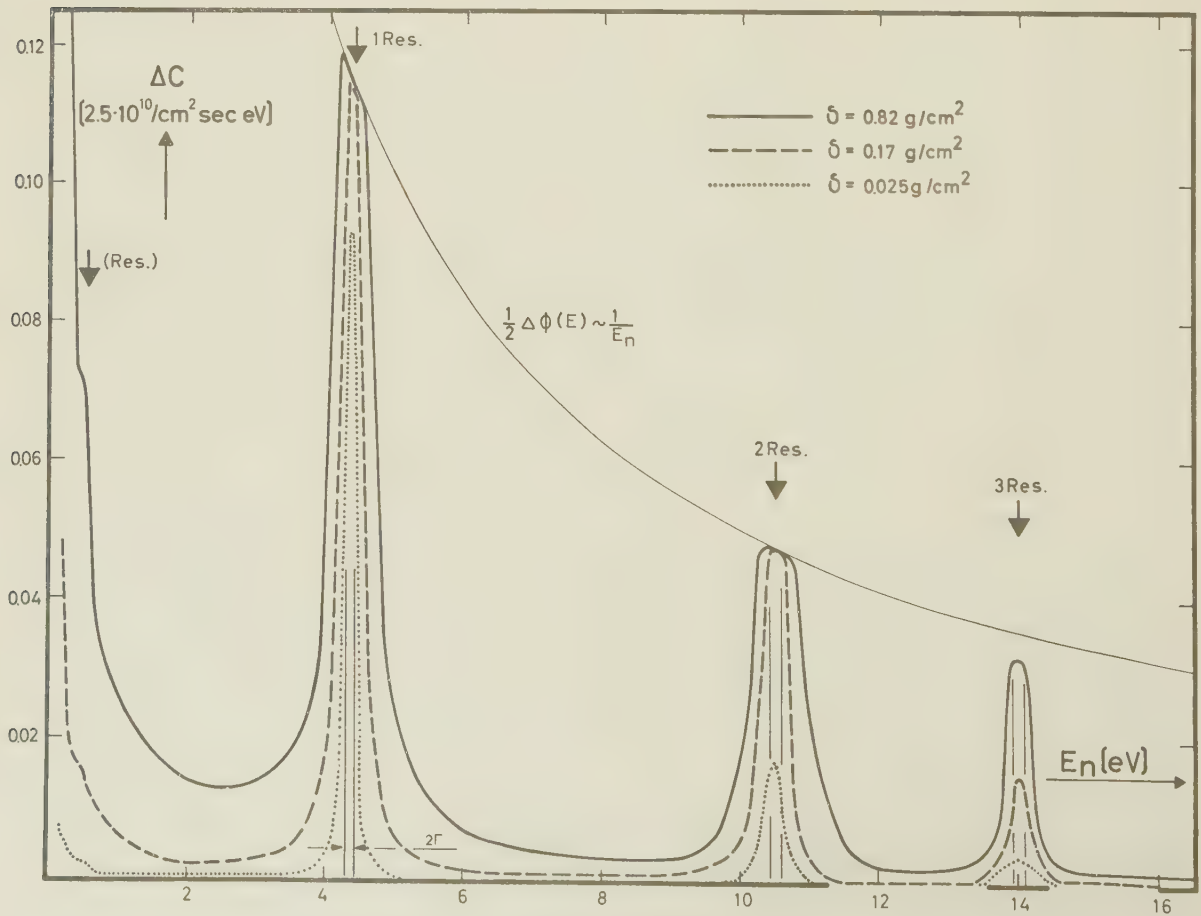


Abb.7.16 Aktivierung für Tantal

die Gruppe der hochenergetischen γ -Übergänge $5.7 \leq E_{\gamma} \leq 6.35 \text{ MeV}$ aus den Angaben für den thermischen Wirkungsquerschnitt:
 $\sigma_{\text{th}}(\Delta E_{\gamma}) = 0.021 \sigma_{\text{th}}(n, \gamma)$ (nach Gr 59) die Werte für den Resonanz- und Zwischenresonanzeinfang abgeschätzt werden:

$$\sigma_{\text{res}}(\Delta E_{\gamma}) \leq 0.01 \sigma_{\text{res}}(n, \gamma) \quad \text{und} \\ \sigma_{\text{Z.R.}}(\Delta E_{\gamma}) \leq 0.018 \sigma_{\text{Z.R.}}(n, \gamma)$$

Während also bei Resonanzeinfang sehr stark (50%) der "anomale" Einfang zurückgeht, bleibt bei Zwischenresonanzeinfang der "anomale" Anteil fast erhalten.

Dieses Ergebnis stimmt mit der Theorie insofern überein, als der nicht nur durch Resonanzeinfang bestimmte thermische Einfang auf Grund eines möglichen Potentialeinfangs größere "Anomalie" zeigen sollte. Daß der Zwischenresonanzeinfang gegenüber dem Resonanzeinfang zu größeren "anormalen" Intensitäten führt, kann auf einem höheren "Kanal"-Beitrag höherer Resonanzen beruhen.

Folgt man aus dem Abnehmen der "Anomalie" bei Resonanzeinfang, daß der thermische Einfang durch Potentialeinfang mitbestimmt wird, dann kann aus der Verminderung der "anormalen" Intensität bei geringer Targetdicke (d.h. kleinerem Potentialeinfang) σ_{pot} für den betrachteten Energiebereich abgeschätzt werden:

$$\sigma_{\text{pot}}(\Delta E_{\gamma}) \approx 2.5 \sigma_{\text{th}}(\Delta E_{\gamma}) \approx 0.05 \sigma_{\text{th}}(n, \gamma) \approx 1 \text{ barn}$$

Ein völlig anderes Verhalten zeigt der Energiebereich $5.1 \leq E_{\gamma} \leq 5.7 \text{ MeV}$. Die Messung mit Borfilter ergab ein Ansteigen der Intensität um 22%. Aus dem Wert des thermischen Wirkungsquerschnitts für diesen Bereich: $\sigma_{\text{th}}(\Delta E_{\gamma}) = 0.015 \sigma_{\text{th}}(n, \gamma)$ (nach Gr 59) lassen sich die Werte für die anderen Neutronenenergiebereiche abschätzen:

$$\sigma_{\text{res}}(\Delta E_{\gamma}) \approx 0.015 \sigma_{\text{res}}(n, \gamma) \\ \sigma_{\text{Z.R.}}(\Delta E_{\gamma}) > 0.018 \sigma_{\text{Z.R.}}(n, \gamma)$$

Es zeigt sich also, daß bei Resonanzeinfang etwa der Anteil am gesamten Einfangquerschnitt erhalten bleibt, bei Zwischen-

resonanzeinfang steigt sogar der Anteil an. Mit der Theorie ist dieses Ergebnis nicht zu erklären. Offensichtlich handelt es sich in diesem Energiebereich um einen Einfang anderer Art, wie dies auch nach den Ergebnissen der Goldmessung vermutet wird. Aus den Beiträgen der einzelnen Resonanzen zum Gesamteinfang (Tab.7.3) folgt, daß der Einfang in der 2. Resonanz in diesem Energiebereich zu wesentlich größeren Intensitäten führt als die 1. Resonanz.

Die Intensitäten der Energiebereiche 4,0-4,7 u. 4,7-5,1 MeV zeigen (wie bei den Messungen an Gold) nur unerhebliche Änderungen.

Ein Vergleich der Ergebnisse von Gold und Tantal zeigt, daß das Verhalten der hochenergetischen Gruppe bei beiden Elementen gut mit der Theorie erklärbar ist. Während bei Gold der thermische Einfang fast vollständig von der 1. Resonanz her bestimmt wird und deshalb nur geringe Intensitätsunterschiede zwischen thermischen und Resonanzeinfang gemessen wurden, trägt bei Tantal neben den durch die Resonanzen bestimmten Kanalbeiträgen ein Potentialbeitrag zum "anormalen" Einfang bei.

7.8 Ergänzende Experimente

Nachdem versucht wurde, die Meßergebnisse im einzelnen zu interpretieren, sollen zum Abschluß Verbesserungen am Experiment bzw. zusätzliche Experimente diskutiert werden, die möglicherweise zu genaueren bzw. ergänzenden Ergebnissen führen.

Besonders bei den Untersuchungen der mittelschweren Kerne ist wegen der geringen Zahl der durch die Normierung erfaßten γ -Übergänge die vorgenommene Normierung fragwürdig. Eine genaue Bestimmung der relativen Anzahl der Einfänge bei den einzelnen Messungen wäre wünschenswert. Eine Berechnung ist, wenn überhaupt, nur bei externer Targetanordnung möglich, da die Wirkung der zylindrischen Filter (s. Kap. 5.1) auf den einfallenden Neutronenstrom bei internem Target exakt nicht zu berechnen ist.

Eine Möglichkeit der Bestimmung der Anzahl der Einfänge wäre zumindest bei Gold über die Messung der γ -Aktivität (radioaktiver Zerfall) des Targets möglich. Schwierigkeiten treten bei Veränderung der Targetdicke durch die Absorption (bzw. Konversion usw.) der prompten und der γ -Strahlung des radioaktiven Zerfalls des aktivierten Targets auf. Eine Möglichkeit der Bestimmung der Zahl der Einfänge im Vanadium müßte sich durch Messung der Intensität der 1,433MeV- γ -Linie des radioaktiven Zerfalls von Cr^{52} (s. Abb. 6.2) nach Sättigungsaktivierung ($\tau=3.76\text{min}$) mit dem Ge-Detektor ergeben. Ein Nachteil dieser Methoden zur Bestimmung der Zahl der Einfänge liegt darin, daß diese Messungen nur am externen Target vernünftig durchzuführen sind, dies bedingt Meßzeiten von über einer Woche bei Messung mit Ge-Detektoren und Verwendung von Filtern.

Zur Ergänzung der durchgeführten Experimente sind Messungen an einem Van-de-Graaff-Beschleuniger geplant, die zeigen sollen, ob einzelne hochenergetische γ -Übergänge bei einer Neutronenenergie $E_n < 100\text{keV}$ in ihrer Energie gegenüber dem thermischen Einfang ansteigen. Falls der Einfang ein "direkter" ist, d.h. die Neutronen vor der Bildung eines Compoundkerns in p-Einteilchenzustände (bei s-Einfang) übergehen (s. Kap. 2.3), muß bei Erhöhung der Neutronenenergie die γ -Energie ansteigen. Mit Ge-Detektoren müßten sich schon bei einer Energie $E_n \approx 20\text{keV}$ solche Energieverschiebungen messen lassen. Vorläufige Messungen (Sc 66) lassen auf keine Energieverschiebung schließen. Dies würde bedeuten, daß der sich nach Einfang thermischer Neutronen bildende Anregungszustand der Energie $E_x = B_n$ ausgezeichnet wäre.

Weitere Experimente an anderen Elementen, die "anormalen" Einfang zeigen, sind geplant. Auch sollen die einzelnen Übergänge, die mit Ge-Detektoren trennbar sind, entsprechend den Goldmessungen einzeln untersucht werden.

8. Zusammenfassung

Die mit zwei verschiedenen Detektorsystemen aufgenommenen Neutroneneinfang- γ -Spektren der Kerne Vanadium, Mangan, Tantal und Gold wurden nach Variation des Neutronenspektrums durch Filter jeweils auf die Intensität eines mittleren Energiebereichs normiert und die Intensitäten der hochenergetischen γ -Gruppen verglichen.

Einige der Intensitätsänderungen konnten auf Grund der Theorie des "anormalen" Einfangs (La 60) interpretiert werden. Die Theorie besagt, daß im Gebiet $40 < A < 70$ und $170 < A < 208$ neben dem erwarteten Einfang des Neutrons unter Bildung eines Compoundkerns das Neutron "direkt" unter Aussendung eines hochenergetischen $E1$ - γ -Quants in ein Niveau übergehen kann, das p-Einzelteilchencharakter aufweist.

Die Mangan- und Tantal-Spektren werden stark durch den mit $1/v$ verlaufenden "Potential"-Einfang neben dem proportional dem Resonanzwirkungsquerschnitt verlaufenden "Kanal"-Einfang mehrerer Resonanzen bestimmt. Dies läßt die gemessenen Intensitätsverschiebungen erwarten. Dagegen zeigen sich bei den Messungen an Gold nur geringe Intensitätsverschiebungen, da der gesamte untersuchte Neutronenenergiebereich fast ausschließlich von der 1. Resonanz bestimmt wird.

Einige der Ergebnisse konnten mit der Theorie dieser "direkten" Übergänge nicht erklärt werden. Auffallend waren die besonders starken Intensitätsänderungen, die bei den Messungen an Vanadium auftraten. Da die Resonanzen des Vanadiums weit von dem untersuchten Neutronenenergiebereich lagen, erwartete man keine Intensitätsverschiebungen.

Mit der vorliegenden Theorie und den Vorstellungen vom Mechanismus des Einfangs langsamer Neutronen können also nicht alle Ergebnisse der durchgeführten Messungen gedeutet werden. Die Theorie des "direkten" Einfangs ist noch unvollständig.

Anhang A: γ -Breiten und Intensitätsverteilungen

Nach Einfang eines Neutrons in einen Kern A und Bildung eines Compoundkerns $(A+n)^+$ wird mit der Wahrscheinlichkeit $\Gamma_\gamma/\hbar$ pro Zeiteinheit ein γ -Quant emittiert. Die Strahlungsbreite Γ_γ setzt sich aus der Summe der partiellen Strahlungsbreiten der verschiedenen elektrischen und magnetischen Multipolordnungen ℓ zusammen:

$$\Gamma_\gamma = \sum_{\ell=1}^{\infty} (\Gamma_{E\ell} + \Gamma_{M\ell}) \quad (A.1)$$

Auf der Grundlage des Einteilchenmodells geben Blatt und Weisskopf (Bl 59: Kap. XII) für $A > 20$ Abschätzungen für die Strahlungsbreiten an:

für die partielle elektrische Strahlungsbreite eines γ -Übergangs von E_u nach E_v :

$$\Gamma_{E\ell}(E_u, E_v) = \frac{18(\ell+1)(2\ell+1)}{\ell(\ell+3)^2 (2\ell+1)!!} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{\hbar \omega}{D_0} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^{2\ell} \cdot D_\ell(E_u) \quad (A.2)$$

für die magnetische Strahlungsbreite:

$$\Gamma_{M\ell} = 10 \left(\frac{\hbar}{McR} \right)^2 \cdot \Gamma_{E\ell} \quad (A.3)$$

$$(2\ell+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2\ell+1)$$

$$\text{Feinstrukturkonstante: } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$$\text{ausgestr. Energie: } E_\gamma = \hbar \omega = E_u - E_v$$

mittlerer Abstand zwischen tiefliegenden Einteilchenniveaus, die durch Emission der betrachteten Strahlungsart miteinander kombinieren können: D_0

mittlerer Niveauabstand nahe dem Ausgangsniveau mit gleichem Spin und gleicher Parität: $D_\ell(E_u)$

für die Breiten niedriger Multipolordnung:

$$\text{elektr. Dipolstr.: } \Gamma_{E1} = 0.11 \cdot E_\gamma^3 \cdot A^{2/3} \cdot \frac{D}{D_0} \quad (A.4)$$

$$\text{magn. Dipolstr.: } \Gamma_{M1} = 0.021 \cdot E_\gamma^3 \cdot \frac{D}{D_0} \quad (A.5)$$

$$\text{elektr. Quadrupolstr.: } \Gamma_{E2} = 1.2 \cdot 10^{-7} \cdot E_\gamma^5 \cdot A^{4/3} \cdot \frac{D}{D_0} \quad (A.6)$$

setzt man (grobe Abschätzung) die mittlere Niveauabstände D und D_0 für die einzelnen Strahlungsarten gleich, dann

erhält man z.B. für $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ und $A \approx 60$:

$$\Gamma_{E1}:\Gamma_{M1} \approx 1:10^{-2} \quad \text{und} \quad \Gamma_{E1}:\Gamma_{E2} \approx 1:4 \cdot 10^{-4}$$

man kann also in erster Näherung alle Breiten gegenüber der E1-Breite vernachlässigen:

$$\Gamma_\gamma(u,v) \approx \Gamma_{E1}(u,v) = \frac{3}{4} \cdot \alpha \cdot \left(\frac{R}{\hbar c} \right)^2 \frac{D(E_u)}{D_0} E_\gamma^3 \quad (\text{A.7})$$

Um den absoluten Wert der Strahlungsbreite des Ausgangsniveaus u zu erhalten, muß über alle möglichen Übergänge $u \rightarrow v_i$ integriert werden (mittlerer Niveauabstand v_i : $D(E_v)$). Für die Strahlungsbreite des Ausgangsniveaus nach Einfang langsamer Neutronen gilt dann:

$$E_u = B_n ; E_v = B_n - E_\gamma = E_x$$

$$\Gamma_{E1} = \frac{3}{4} \cdot \alpha \cdot \left(\frac{R}{\hbar c} \right)^2 \frac{D}{D_0} \int_0^{E_n} \frac{E_\gamma^3 dE}{D(B_n - E_\gamma)} \quad (\text{A.8})$$

mittlerer Niveauabstand nahe dem Niveau der Energie B_n mit gleichem Spin und Parität: D

mittlerer Abstand der durch E1-Strahlung vom Ausgangsniveau erreichten Niveaus: $D(B_n - E_\gamma) = D(E_x)$

(A.8) zeigt, daß die Breite und damit die Lebensdauer des Zustands B_n stark vom mittleren Abstand der Niveaus $D(E_x)$ und damit von der mittleren Niveaudichte $\rho(E_x)$ abhängt, da $\rho = 1/D$ ist. Eine hohe Niveaudichte bedingt eine kurze Lebensdauer.

Aus (A.8) kann die Intensitätsverteilung des ersten nach dem Neutroneneinfang emittierten ($\rightarrow$ "primären") γ -Quants abgeschätzt werden:

$$v(E_\gamma) \approx C \cdot E_\gamma^3 \cdot \rho(E_x) \quad (\text{A.9})$$

energieunabhängige Konstante: C

Der entsprechende Ausdruck für die Intensitätsverteilung einer Strahlung der Multipolordnung ℓ lautet:

$$v_\ell(E_\gamma) \approx C_\ell \cdot E_\gamma^{2\ell+1} \cdot \rho_\ell(E_x) \quad (\text{A.10})$$

Anhang B: Vergleich zwischen (n, γ)- und (d,p)-Daten

Eine dem Neutroneneinfang $A(n,\gamma)B$ analoge Reaktion stellt die Reaktion $A(d,p)B$ dar. Da aber das Proton von der Energie, die dem Kern $(A+d)^+$ durch den Einfang übertragen wurde, einen Teil durch eigene kinetische Energie T_p mitnehmen kann, wird der Kern $(A+n)^+$ bei einer bestimmten kinetischen Energie T_p in verschiedenen Anregungsstufen E^+ zurückbleiben können.

Energiebilanz einer (d,p)-Reaktion:

Ausgangszustand: A und d, T_d

Zwischenzustand: $(A+d)^+$

Anregungsenergie: $E_C^+ = T_d + (B_n + B_p - B_d)$

Bindungsenergie des Protons(+Coulombenergie): B_p

Bindungsenergie zwischen Proton u. Neutron: $B_d = 2.225 \text{ MeV}$

Endzustand: $(A+n)^+$, T_p

Anregungsenergie: $E^+ = (T_d - T_p) + (B_n - B_d)$

Aus Messungen der Winkelverteilung der Protonen einer bestimmten Energie T_p kann der dem Kern $(A+n)^+$ übertragene Bahndrehimpuls ℓ_n bestimmt werden. Bei einer Drehimpulsübertragung von $\ell_n = 1$, befindet sich das Neutron in einem Einteilchen-p-Niveau (oder zumindest in einem Niveau mit starkem p-Charakter).

Durch (d,p)-Messungen konnten Niveaus nahe dem Grundzustand des angeregten Kerns $(A+n)^+$ festgelegt werden. Die Energien dieser Niveaus stimmen gut mit den Differenzen $B_n - E_\gamma = E_x$ überein, also handelt es sich bei den hochenergetischen γ -Übergängen um "primäre". Darüber hinaus wurden bei (n, γ)-Messungen an Kernen, die "anomale" Intensitäten hochenergetischer Übergänge zeigen, gerade solche Anregungsniveaus E_x gespeist, die durch (d,p)-Messungen mit Drehimpulsübertragung $\ell_n = 1$ erreicht wurden. Damit folgt für die "anormalen" γ -Übergänge, daß die erreichten Niveaus starken p-Einteilchen-Charakter zeigen.

Die Übereinstimmung zwischen (n, γ)-Übergängen und den durch (d,p)-Reaktionen bestimmten Niveaus ist nicht nur qualitativ, sondern auch in einigen Fällen bei mittelschweren Kernen in der Intensität quantitativ (s. Ge 64, Wa 64); es zeigen sich aber auch "Antikorrelationen" in der Intensität (s. Ik 64).

Es wurde eine starke Vermischung von $p_{3/2}$ und $p_{1/2}$ -Niveaus gefunden, die Niveaus mit "p-Charakter" erstrecken sich über einen großen Energiebereich (Sc 64).

Anhang C: Neutroneneinfang bei höheren Energien

C.1 s- und p-Resonanzeinfang

Bei Neutronenenergien $E_n \ll 10 \text{ keV}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß Neutronen mit Drehimpulsübergang $\ell_n > 0$ eingefangen werden, sehr gering, da die kinetische Energie des Neutrons nicht ausreicht, um die Zentrifugalbarriere zu überwinden. Die Einfang- γ -Spektren der s-Resonanzen zeigen die gleichen "anormalen" Übergänge wie die thermischen Einfangspektren (s.z.B. Wa 65).

Bei höheren Neutronenenergien ($10 < E_n < 100 \text{ keV}$) kann p- und d-Einfang stattfinden. Z.B. ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Gold (Be 62: Fig.7):

$$\text{für } E_n = 10 \text{ keV} : \sigma_p : \sigma_s \approx 1 : 10$$

$$E_n = 100 \text{ keV} : \sigma_d : \sigma_p : \sigma_s \approx 1 : 3 : 3$$

Da die "anormalen" Übergänge bei thermischem Einfang mit den Drehimpulsdifferenzen $\Delta \ell = 1$ ($\rightarrow$ E1-Übergänge) zwischen dem mit $\ell_n = 0$ eingefangenes s-Neutron und den Niveaus nahe dem Grundzustand mit starkem p-Charakter, d.h. $\ell = 1$, erklärt werden, können die gleichen "anormalen" Übergänge beim Einfang von p-Neutronen nicht erwartet werden. Es zeigt sich, daß bei p-Einfang "anomal" starke Übergänge zu solchen Niveaus auftreten, deren Bahndrehimpuls zu 0 oder 2, also z.B. s- oder d-Einteilchen-Niveaus, durch (d,p)-Reaktionen bestimmt wurden. Auch hier wird E1-Strahlung ($\Delta \ell = 1$, Paritätswechsel von - nach +) emittiert (s.z.B. Be 65b: Fig.1).

C.2 Einfang mittelschneller Neutronen

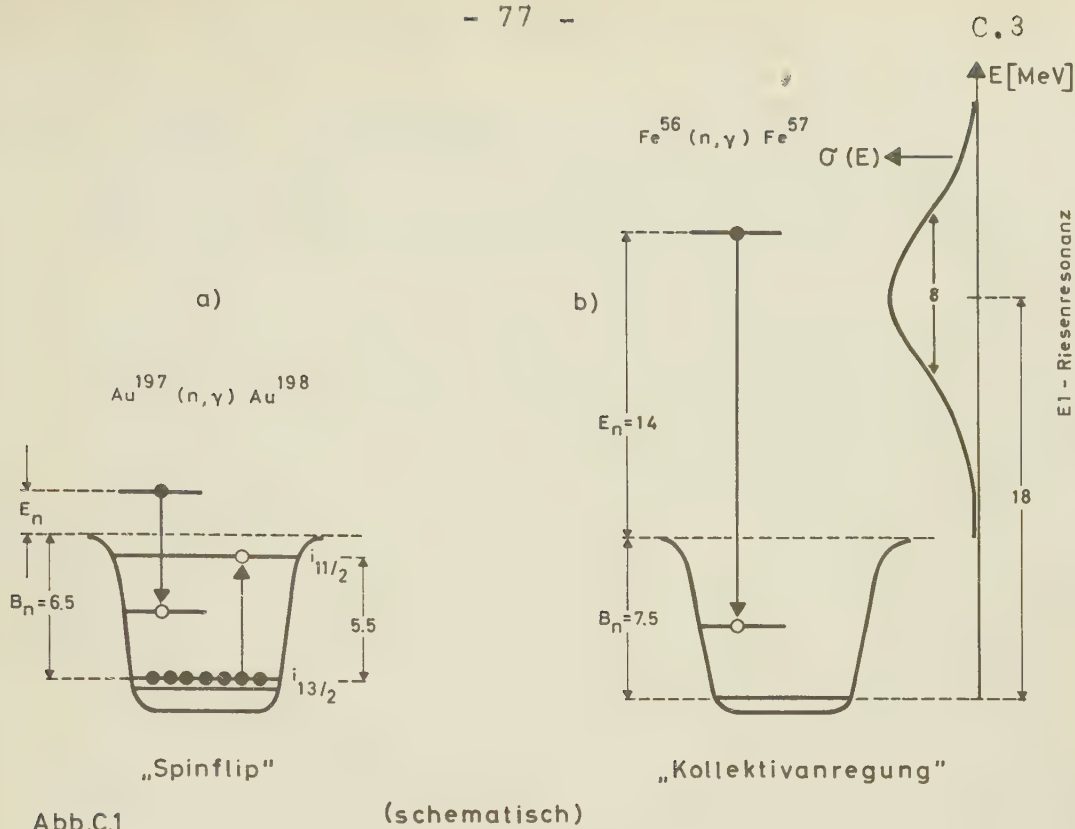
Die Neutroneneinfang- γ -Spektren von einigen schweren Kernen $A > 100$ wurden unter Variation der kinetischen Energie der Neutronen (0.03-4.2 MeV) aufgenommen und mit der Intensitätsverteilung, wie sie auf Grund der statistischen Theorie berechnet

werden kann, verglichen (Be 61, Be 62, Be 62a, St 64, Lu 65). Bei hohen Neutronenenergien müssen bei einer Rechnung die verschiedenen möglichen Drehimpulsübertragungen ℓ_n berücksichtigt werden. Auch hier treten bei allen Kernen hochenergetische "anomale" Übergänge auf (s.z.B.Lu 65:Fig.6).

Ein Vergleich der normierten Spektren des Einfangs in Gold bei thermischen und bei schnellen Neutronen zeigt ein ähnliches Bild (Be 62:Fig.8). Bei hohen Neutronenenergien tritt hauptsächlich eine starke γ -Gruppe bei einer mittleren Energie von $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ auf, während die zweite starke Gruppe $E_\gamma > 6\text{MeV}$, die beim thermischen Einfang noch zusätzlich hervortritt (s.Abb.6.9), sich nicht deutlich von der ersten Gruppe abhebt. Erstaunlich ist, daß sich die starke γ -Gruppe bei $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ mit wachsender Neutronenenergie E_n nicht nach höheren Energien verschiebt (Lu 65:Fig.6).

Es ist nicht möglich, die gleiche Deutung für diese starke γ -Gruppe, wie sie auf Grund des "p-Einfangs" bei thermischen Energien gegeben wurde, heranzuziehen. Mit wachsender Neutronenenergie müßte die γ -Energie der Übergänge zu den Einteilchenniveaus zunehmen; es sei denn, der Zustand, der sich beim Einfang von Neutronen der Energie $E_n = 0$ bildet, ist ausgezeichnet, so daß zunächst ein Übergang dorthin und dann der "anomale" Übergang zum Einteilchenniveau erfolgt (s.Kap.7).

Die starke γ -Gruppe bei $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ tritt bei den untersuchten Elementen Au, Ta, Cs, J, γ Ag nur bei Au und Cs deutlich hervor (Be 62a:Fig.4). Diese Tatsache führte zu folgender Deutung (Be 62): Bei Au und Cs befinden sich mehrere Protonen und Neutronen in Niveaus von hohem Drehimpuls nahe den Schalenabschlüssen, z.B. bei Au: 12 Protonen im $1h_{11/2}$ - und 6-8 Neutronen im $1i_{13/2}$ -Niveau. Nach dem Neutroneneinfang kann eines dieser Nukleonen durch Änderung der Orientierung seines Eigendrehimpulses s in das entsprechende höhere Niveau übergehen unter Aufnahme der Spin-Bahn-Aufspaltungsenergie, die 5-5,5MeV bei den Niveaus $1g$, $1h$ und $1i$ beträgt, aus der dem Kern zur Verfügung stehenden Energie ($E_n + B_n$) (s.Abb.C.1a). Unter Aussendung eines γ -Quants der Energie $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ und der Multipolordnung M1 geht das angeregte Nukleon später wieder



in seinen Ausgangszustand über. Diesen Vorgang bezeichnet man als "Spinflip"- oder M1-Riesenresonanz-Übergang. Die Intensität dieser 5MeV Gruppe steigt mit wachsender Zahl von Nukleonen in Zuständen hohen Drehimpulses.

Die Annahme liegt nahe, daß dieser "Spinflip"-Vorgang schon beim thermischen Einfang eine wesentliche Rolle spielt. Es gelang aber auf Grund von Polarisationsmessungen (Ba 65) an den γ -Quanten der Reaktion $^{80}_{119}Hg^{199} + n_{th} (12 \times 1h_{11/2}$ -Protonen, $8 \times i_{13/2}$ -Neutronen) nachzuweisen, daß die bei dieser Reaktion auftretende intensitätsstarke Gruppe bei $E_\gamma \approx 5\text{MeV}$ aus mehreren E1-Übergängen besteht und keine M1-Übergänge festgestellt werden können.

C.3 Schneller Neutroneneinfang

Es wurden die γ -Spektren von einigen mittelschweren und schweren Kernen bei Neutronenenergien $E_n = 7.5\text{MeV}$ (Be 65a) und bei $E_n = 14\text{MeV}$ (Cv 65) aufgenommen. Bei beiden Experimenten treten stark $(n, n'\gamma)$ -Reaktionen in Konkurrenz auf, so daß eindeutige Einfang- γ -Messungen nur im Energiegebiet $E_\gamma > E_n$ durchgeführt werden konnten. Es zeigen sich starke hochenergetische Übergänge. γ -Quanten mit der gesamten dem System

$(A+n)$ zur Verfügung stehenden Energie $(E_n + B_n)$ werden mit weit größerer Intensität gemessen, als ein Zerfall des Produktkerns $(A+n)^+$ nach statistischen Gesetzen erwarten läßt.

Diese hochenergetischen Übergänge können durch "kollektiven Anregungseinfang" über die E1-Riesenresonanz (Cl 65 u. Cl 65a) (auch "Semi-direkter" Einfang (Br 64) genannt) erklärt werden. Der Kern $(A+n)$ wird durch die Energie $(E_n + B_n)$ kollektiv angeregt, d.h. er geht in einen bestimmten kollektiven Schwingungszustand über. Gemessen wird hochenergetische E1-Strahlung, wenn der angeregte Kern in seinem ursprünglichen Zustand zurückgeht.

Die Energie dieser Dipol-Schwingungsriesenresonanz kann durch Kernphotoeffektmessungen bestimmt werden. Diese Riesenresonanzen kollektiver Anregung sind verhältnismäßig breit, z.B. (Cv 65) beträgt bei der Fe^{57} -Riesenresonanzen der Energie $E \approx 18 \text{ MeV}$ die Breite $\Delta E \approx 8 \text{ MeV}$ (s. Abb. C.1b). Wegen dieser großen Breite hat das einfallende Neutron, während der Kern in einen solchen Schwingungszustand übergeht, Möglichkeit in einen der angebotenen Einteilchenzustände überzugehen.

Mit Hilfe der Theorie des "kollektiven Einfangs" (Cl 65 u. Cl 65a) konnten auch die hohen experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte von $\sigma \approx 1 \text{ mb}$ beim Einfang von Neutronen der Energie $E_n > 1 \text{ MeV}$ berechnet werden. Auf der Grundlage der statistischen Theorie konnten nur Wirkungsquerschnitte, die um 2-3 Größenordnungen unter den experimentellen Werten lagen, ermittelt werden, auch die auf Grund der Theorie von Lane und Lynn (La 60) errechneten Wirkungsquerschnitte waren zu klein: $\sigma \approx 0,1 \text{ mb}$ (Da 64).

Die große Breite der Riesenresonanz kann dazu führen, daß auch bei langsamen Neutronen dieser Einfang mit "kollektiver Anregung" einen Beitrag zum Einfang liefert. Eine Theorie und eine Abschätzung des Anteils des "kollektiven" Einfangs am Gesamteinfang langsamer Neutronen existiert nicht.

Anhang D: (n, n'γ)-Reaktionen

Bei hoher kinetischer Energie des einfallenden Neutrons tritt zur Neutroneneinfangreaktion $A+n \rightarrow (A+n)^+$ und zur elastischen Streuung $A(n,n)A$ der inelastische Streuprozess $A(n,n')A^+$ in Konkurrenz. Auch hier bleibt ein Kern nach der unmittelbaren Reaktion im angeregten Zustand zurück und gibt seine Energie $E^+ = E_n - E_{n'}$ durch γ-Strahlung ab. Bei einem Vergleich der γ-Spektren (Be 65b u. Be 66) geht man bei der inelastischen Neutronenstreuung von einem Kern A^+ und bei der Einfangsreaktion von einem Kern $(A+1)^+$ aus. Bei schweren Kernen ist der relative Unterschied der Nukleonenzahl aber sehr gering. Die inelastisch gestreuten Neutronen zeigen im allgemeinen eine Maxwellverteilung der Energie (s.z.B. Th 63):

$$N(E_{n'}) = C \cdot E_{n'} \cdot e^{-E_{n'}/T}$$

Kerntemperatur: T (MeV)

Für inelastische Neutronenstreuung an Gold beträgt z.B. bei einer Neutronenenergie $E_n \approx 7,5 \text{ MeV}$ die Kerntemperatur $T \approx 0,7 \text{ MeV}$, die mittlere Energie der gestreuten Neutronen $\overline{E_{n'}} \approx 1 \text{ MeV}$ und die Energiebreite $\Delta E_{n'} \approx 1 \text{ MeV}$. Der Kern A^+ (Au^{197}) ist also im Mittel mit 6-7 MeV angeregt. Diese Energie gleicht bei Einfang eines Neutrons der kinetischen Energie $E_n = 0,1 \text{ MeV}$ etwa der Anregungsenergie $E^+ = E_n + B_n = 6,6 \text{ MeV}$ des Korns $(A+1)^+$ (Au^{198}). Die beiden Spektren zeigen einen vollständig unterschiedlichen Verlauf (s. Be 66: Fig. 3). Während das Neutroneneinfang-γ-Spektrum die mit "Spinflip" (s. Anhang C.2) zu erklärende intensitätsstarke γ-Gruppe bei $E_\gamma \approx 5 \text{ MeV}$ zeigt, verläuft die Intensitätsverteilung der γ-Quanten bei inelastischer Streuung recht glatt, wie es auf Grund der statistischen Theorie erwartet wird (s. Abb. 2.1b: ----).

Die verschiedene Massenzahl der angeregten Kerne A^+ und $(A+1)^+$ kann für diesen Unterschied nicht verantwortlich sein, da die gemittelte Intensitätsverteilung der Neutroneneinfang-γ-Spektren bei schweren Kernen sich nur langsam mit Erhöhung der Massenzahl ändert (s. Gr 59). Bei Quecksilber liegen die Werte für die Wirkungsquerschnitte für Einfang und inelastische Streuung der verschiedenen Hg-Isotope gerade so, daß bei beiden Reaktionen hauptsächlich dasselbe Isotop angeregt wird,

trotzdem zeigen sich auch bei Hg die Unterschiede in den beiden γ -Spektren.

Bei der inelastischen Neutronenstreuung ist zwar eine größere Drehimpulsübertragung wegen der höheren Neutronenenergie möglich, aber eine Abschätzung (Be 66) ergibt, daß mindestens bei 1/5 der Streuprozesse die Drehimpulsübertragung $l_n \leq 1$ ist, d.h. die unterschiedliche Drehimpulsübertragung kann nicht für die Abweichungen in den γ -Spektren verantwortlich sein.

Da der $(n, n'\gamma)$ -Prozess über die Bildung eines Compoundkerns verläuft - dies folgt aus der spektralen Verteilung der inelastisch gestreuten Neutronen (Verdampfungsspektrum) - , muß für die (n, γ) -Einfangprozesse ein anderer Einfangmechanismus entscheidend sein. Die Vermutung, daß bei der theoretischen Vorhersage des Zerfalls des Compoundkerns durch Emission eines γ -Quants nach statistischen Gesetzen eine falsche Verteilung der Niveaudichte (s. Kap. 2: Gl. 2.2) angenommen wird oder daß die Einteilchen-p-Zustände mit dem Compoundkernniveau stark gekoppelt sind, d.h. daß Übergänge zu diesen p-Zuständen bevorzugt sind, ist durch die $(n, n'\gamma)$ -Messungen widerlegt. Denn auch bei diesen Messungen müßten sich dann die "anormalen" Übergänge zeigen.

Anhang E: Resonanztheorie

Zur Berechnung der Einfangwirkungsquerschnitte (Tab. 4.3) werden die Formeln der Breit-Wigner-Theorie für eine Resonanz (s. z. B. Co 58) verwendet:

a) Resonanzwirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{res}} = 4\pi \cdot \lambda_{\text{res}}^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2.60 \cdot 10^6}{E_{\text{res}}} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \quad (\text{E.1})$$

Wellenlänge der Resonanzenergie E_{res} (eV): $2\pi\lambda_{\text{res}}$
 Gesamt-, Neutronen-, γ -Breiten: $\Gamma, \Gamma_n, \Gamma_\gamma$ (eV) $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$

$$(\text{reduzierte Res. Neutr. Breite: } \Gamma_n^0 = \frac{\Gamma_n}{\sqrt{E_{\text{res}}}} \quad (\text{eV})^{1/2})$$

Seitenkristallen je ein 0.511MeV Vernichtungsquant absorbiert wurde (Abb.F.1). Impulse aller drei Kristalle wurden in einer schnellen Koinzidenzstufe (SK) mit einer Auflösungszeit von ~ 40 nsec auf ihre Gleichzeitigkeit geprüft. Die Impulse der Seitenkristalle wurden auf ihre Energie in Einkanal Diskriminatoren (ED) untersucht, das Fenster war so eingestellt, daß nur Impulse, die einer Energie von 510 ± 70 keV entsprachen, durchgelassen wurden. Die zugelassene Energieunschärfe von 70 keV entspricht etwa der doppelten Halbwertsbreite des 511 keV-Totalabsorptionspeaks.

Im einzelnen handelt es sich bei den Kristallen und bei den elektronischen Geräten um folgende Typen:

- a) Zentralkristall: Integral-Line Harshaw (RCA 6342 A)
- b) Seitenkristalle: Harshaw, 3inch SEV: EMI 9531 A
- c) Kathodenfolger (KF): Röhrenvorverstärker (E88CC): Eigenbau
(diese Röhrenvorverstärker erwiesen sich als temperaturunempfindlicher bei Langzeitmessungen als entsprechende transistorisierte)
- d) Verstärker (V): Doppel-delay-line - geklippte Verstärker (DD2): TRAGIK-Geräteprogramm (Ke 64),
Verstärker des Zentralkristalls: zusätzlicher 2.5 μ sec verzögerter Ausgang zum Ausgleich der Verzögerung des Torimpulses
- e) Hochspannungsversorgung (HSP):
Zentralkristall: Röhrengerät: IDL: E.H.T. Unit 532-D
Seitenkristalle: stabilisierende Hochsp.ger.: TRAGIK,
Seitenkristallstabilisierung (wenn möglich) über die 511 keV-Linie; keine Stabilisierung des Zentralkristalls möglich, da zu schwach ausgeprägte Struktur des Einzelkristallspektrums
- f) Schnell-langsam-Koinzidenz (SK u. LK) u. Einkanal-Diskriminatoren (ED): TRAGIK
- g) Vielkanal-Impulshöhenanalysator (400 K):
TMC: Pulse Height-Analyzer 400 Channels: 402

Anhang G: Ge-Detektor - Elektronik

- a) Ge-Detektor: Solid State Radiation Inc., Betr.Sp.:240V
b) Vorverstärker: Ortec: Low-Noise Preamplifier 103
c) Hauptverstärker: Ortec: Low-Noise Amplifier (Haupt- und Fensterverstärker): 203
d) Vielkanalimpulshöhenanalysator:
Au-Messungen: TMC: 402
andere Messungen: Victoreen: SCIPP 1600

Anhang H: Targetmaterial

Als Targets wurden folgende Substanzen verwendet:

Vanadium(V)-Oxid: V_2O_5 , Pulver (reinst): MERCK;
Mol.Gew.:182, $\rho \approx 1.0 \text{ g/cm}^3$

Manganoxid: Mn_3O_4 (?), Pulver: RIEDEL-DE HAEN;
Mol.Gew.:229 (?), $\rho \approx 1.4 \text{ g/cm}^3$

Tantal: 99.90% reine Metallscheiben ($\phi=18\text{mm}$): HERAEUS
Mol.Gew.:181, $\rho=16.6 \text{ g/cm}^3$

Gold: 99.99% reine Metallscheiben ($\phi=18\text{mm}$): HERAEUS
Mol.Gew.:197, $\rho=19.3 \text{ g/cm}^3$

Anhang I: Ge-Detektor - Spektren

Mit Hilfe der Kalibrierungslinien (s.Kap.6) wurden die Neutronenbindungsenergien B_n der untersuchten Kerne bestimmt

Tabelle: I.1: Neutronenbindungsenergien B_n (MeV)

V	Mn	Ta	Au	Lit.
	7.272(5) ⁺)			Gr 57
7.306(8) ⁺)	7.273(8) ⁺)			Bj 64
7.323(9) ⁺)	7.277(5) ⁺)	6.060(8) ⁺)		Sp 64
7.3088(44)	7.2704(31)	6.060(5)	6.497(7)	Ma 65
7.310(8)	7.273(10)			Ru 65
			6.508(4)	Gr 65
	7.272(3)			Hu 66
			6.516(5)	Jo 66
7.310(8)	7.265(8)	6.055(8)	6.504(8)	IKF

⁺) Werte aus (d,p)-Meßdaten berechnet. ($+B_d=2.225 \text{ MeV}$)

und mit den Werten aus der Literatur verglichen (Tab.I.1). Die Werte stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen ⁺) gut überein.

Auch die γ -Energien der hochenergetischen Übergänge wurden bestimmt und mit Werten ähnlicher Messungen bzw. Daten aus (d,p)-Messungen verglichen.

I.1 Vanadium

Für Vanadium wurde dieser Vergleich mit einem Ge-Detektor - (Wa 64), einer Compton-Spektrometer - (Gr 59) und zwei (d,p) - Messungen (Wh 65 u. Ca 65) vorgenommen (Tab.I.2). Die in Klammern gesetzte Energiewerte können nicht eindeutig einem V^{51} -Einfang zugeordnet werden, möglicherweise handelt es sich um γ -Übergänge des V^{50} -Einfangs (Wa 64).

Der Vergleich zeigt:

- a) Eine gute Übereinstimmung mit den Ge-Detektor - Werten (Wa 64). Einige Übergänge (z.B.17,19,21) wurden nicht gefunden. Einige intensitätsschwachen Linien wurden zusätzlich registriert.
- b) Eine gute Zuordnung der Compton-Spektrometer - Werte (Gr 59) zu intensitätsstarken Übergängen.
- c) Eine gute Übereinstimmung in den Anregungsenergien mit (d,p)-Daten. Damit ist gezeigt, daß die hochenergetischen γ -Quanten "primären" Übergängen zuzuordnen sind. Die beiden ersten Anregungsniveaus scheinen Doppelniveaus zu sein (Wh 65), mit dem Ge-Detektor waren sie aber nicht zu trennen. Aus der Winkelverteilung der Protonen der (d,p)-Reaktion (Ca 65) folgt für alle angegebenen Niveaus eine Drehimpulsübertragung $l_n=1$, d.h. diese Niveaus haben "p-Charakter".

(Weitere Veröffentlichungen zum Niveauschema: En 60, Bj 64 u. Ru 65)

⁺) Die Fehlergrenzen in Klammern beziehen sich jeweils auf die letzten Stellen der angegebenen Werte

Tabelle I.2: Neutroneneinfang- γ -Energien: Vanadium

(Wa 64)			(Gr 59)		(Wh 65)	(Ca 65)	IKF				
Nr.	E _γ	E	Nr.	E _γ	E _x	E _x	E _γ	E _x			
1	7306	-	I	7300	-	-	7310(2)	-			
2	7285	19			17 ⁰ 22 ⁸	20	7290(3)	20			
3	7156	150	II	7160	141 ⁵ 147 ⁸	145	7163(2)	147			
(4	6912		III	6680	436 ⁵	431	6920(6)	)			
5	6875	431					6876(2)	434			
11	6519	787	IV	6510	793 ⁶	787	6617(3)	793			
12	6463	841	V	6460	847 ⁰	838	6466(3)	844			
							(6400(6)	)			
							(6018(6)	)			
16	5900	1406	VI	5870		1417	(5918(6)	)			
17	5822	1484	VII	5730		1557	5889(4)	1421			
18	5756	1550				5511(2)	1561				
19	5727	1579									
20	5520	1786	VIII	5510		1792	5511(2)	1799			
21	5450	1856									
22	5222	2084	IX	5190		2097	5205(2)	2105			
23	5154	2152				2166	5136(2)	2174			
24	4957	2349	X	4990		2321	4987(5)	2323			
25	4894	2412	XI	4850		2431	4880(5)	2430			
						2541					
			XII	4450		2781	4443(7)	2867			
						2865					
						2913					
						3011					
			XIII	4140		3063	4109(5)	3201			
						3194					
			XIV	3690		•	-----				
			XV	3540		•					
			XVI	3050		•					
			XVII	2850		•					
			XVIII	2440							

Normierungsber.
2.6-3.9MeV

Normierungsber.
2.6-3.9MeV

I.2 Mangan

Tabelle I.3 gibt einen Vergleich der aus der Ge-Detektor - Messung bestimmten Energien mit Werten aus zwei Ge-Detektoren - (Wa 64 u. Hu 66), einer Compton-Spektrometer - (Gr 59) und einer (d,p) - Messung (Gr 57). Von den Werten der Ge-Detektor - Messungen (Wa 64 u. Hu 66) wurden nur diejenigen mit einer Intensität $>0,4\%$ verzeichnet; in einer Veröffentlichung (Hu 66) werden 88 γ -Übergänge mit $E_\gamma > 3\text{MeV}$ angegeben.

Der Vergleich zeigt:

- a) Eine gute Übereinstimmung der ermittelten Anregungsenergien der drei Ge-Detektor - Messungen. Dagegen liegen die eigenen γ -Energien $\sim 10\text{keV}$ unter den einen Werten (Hu 66) und $\sim 20\text{keV}$ unter den anderen Werten (Wa 64),
- b) Eine einfache Zuordnung der Compton-Spektrometer - Werte (Gr 59) zu intensitätsstarken Übergängen,
- c) Eine gute Übereinstimmung der Anregungsenergien mit den (d,p)-Daten ($\rightarrow$ "primäre" Übergänge), in Tab.I.3 wurden von den angegebenen Werten (Gr 57) nur die passenden verzeichnet.

(Weitere Veröffentlichungen zum Niveauschema: Ke 58, Bj 64 u. Ru 65)

I.3 Tantal

Das Ta-Spektrum (Abb.6.4) zeigt eine große Anzahl hochenergetischer γ -Übergänge (Tab.I.4). Einige Linien müssen wegen ihrer Breite Doppel- oder Dreifachübergängen (D,T) zugeordnet werden.

Ein Vergleich mit Werten einer Compton-Spektrometer - (Gr 59) und einer (d,p) - Messung (Er 64) wurde durchgeführt:

- a) Die Compton-Spektrometer - Werte (Gr 59) können jeweils einer γ -Gruppe zugeordnet werden.
- b) Viele der hochenergetischen intensitätsstarken Übergänge führen zu Niveaus, die durch (d,p)-Messungen (Er 64) bestimmt werden.

(Weitere Veröffentlichungen zum Niveauschema: Ba 57, Gi 63)

Tabelle I.3: Neutroneneinfang- γ -Energien: Mangan

(Wa 64)			(Hu 66)		(Gr 59)		(Gr 57)	IKF	
Nr.	E_{γ}	E_x	E_{γ}	E_x	Nr.	E_{γ}	E_x	E_{γ}	E_x
1	7278	-	7272	-	I	7260	-	7265(3)	-
2	7253	26	7248	24				7238(3)	27
3	7170	108	7164	108	Ia	7150	108	7154(3)	111
4	7071	207	7061	211	II	7040	207	7052(2)	213
5	6944	341	6934	338	IIa	6960	336	6924(3)	341
6	6799	479	6788	484	III	6790	479	6779(3)	486
7	6443	835	6433	839	(IV	6410)	835	6425(5)	840
8	6117	1160	6107	1165	V	6100	1161	6097(3)	1168
9	6045	1233	6037	1235			1233	6024(5)	1241
10	5932	1346	5923	1349	VI	5920	1345	5913(5)	1352
12	5772	1506	5762	1509	VII	5760	1504	5753(3)	1512
13	5539	1739	5530	1742	VIII	5520	1739	5518(2)	1747
14	5446	1834	5427	1845			1832	5425(5)	1840
			5257	2015			2013	5347(5)	2016
			5199	2073	X	5200		5190(7)	2075
16	5196	2082	5184	2088			2082	5173(4)	2092
18	5086	2192	5071	2201				5060(4)	2205
19	5045	2233	5039	2233			2231	5024(6)	2241
20	5031	2247	5019	2253	XI	5030	2250	5006(3)	2259
21	4970	2308	4951	2320			2315	4943(5)	2322
22	4943	2344	4942	2330				(4910(8)	2355)
(23	4898	2390)	4879	2393			2388	(4867(8)	2398)
24	4856	2422	4840	2432	XII	4850		4823(5)	2442
			4831	2441					
25	4754	2524	4730	2542	XIII	4720	2545	4717(4)	2548
(26	4722	2556	4692	2530			2578	(4679(7)	2586)
			4648	2623				(4636(8)	2629)
27	4593	2685	4571	2701	XIV	4560		4560(4)	2705
-----			4556	2716			2718		
			4452	2820	XV	4420	2821	4439(6)	2826
			4225	3047	XVI	4210	3044	(4210(9)	3050)
			4105	3167			3164		
			3815	3457	XVII	3830		(3810(9)	3450)
					XVIII	3640			
			3410	3862	XIX	3420		3410(5)	3855
					XXI	3120			
					XXII	2960			
					XXIII	2660			
					XXIV	2600			
					XXV	2520			
					XXVI	2340			
					XXVII	2220			
					XXVIII	2050			

Normierungsbereich
2.5-3.2MeV

Tabelle I.4: Neutroneneinfang- γ -Energien: Tantal

(Gr 59)			(Er 64)			I K F		
Nr.	E_{γ}		E_x			Nr.	E_{γ}	E_x
I	6040	{	-			1	6055(2)	-
						2	6017(4) D	38
II	5940	{	99			3	5957(2)	98
			115			3a	5940(5)	115
						4	5909(4)	146
			174			5	5880(4)	175
							(5847(5) D?	208)
			235				(5815(4) D	240)
III	5800	{	269			6	5783(4)	272
			292			7	5761(4)	294
			315					
			358			8	5696(4)	359
						9	~5630 T	~ 420
IV	5540	{	477			10	~5560 T	~ 490
			555	{		11	5510(2)	545
						12	5490(2)	565
			625			13	5431(4)	624
			660			14	5400(2) D?	655
							(5376(5)	679)
V	5360	{	700	{		15	5358(4)	697
						16	5336(2)	719
						17	5274(4)	781
VI	5240	{				18	5237(2)	818
						19	5198(2)	857
							(5154(5)	901)
						20	5142(3)	913
							(5094(5) D?	961)
							(5070(10)	980)
							(5030(10)	1020)
VII	4990	{				21	4998(2)	1057
						22	4972(3)	1083
							(4950(10)	1100)
						23	4930(4)	1125
						24	4907(3)	1148
							(4880(10)	1170)
							(4850(10)	1200)
						25	4820(3)	1235
VIII	4830	{				26	4794(3)	1261
			1308			27	4776(2)	1279
						28	4728(4) D?	1327
						29	4685(3)	1370
						30	4665(4)	1390
			1484			31	4605(3)	1450
			⋮			32	4560 D	1490
			⋮			33	4528(5) D?	1527
			⋮				(4500(5)	1555)
						34	4473(3)	1582
						35	~4420 D	~1630
						36	4306(3)	1749
							(4273(4)	1782)
							(4244(4)	1811)
						37	4210(4)	1845

Tabelle I.5 u. I.6: Neutroneneinfang- γ -Energien und Intensitäten: Gold

(Gr 65)				(Jo 66)			I K F		
Nr.	E_{γ}	E_x	I_{γ}	E_{γ}	E_x	I_{γ}	E_{γ}	E_x	I_{γ}
1	6508(4)	-	1.22	6516(5)	-	0.86	6504(2)	-	0.9(0.1)
2	6452(4)	56	1.73	6460	56	1.14	6449(2)	55	1.6(0.2)
							(6401 ?		0.2(0.1))
							(6386 ?		0.2(0.1))
							(6372 ?		0.2(0.1))
							(6351 ?		0.3(0.1))
3	6314(4)	193	2.62	6323	193	1.76	(6333 ?		0.3(0.1))
							6313(2)	191	2.1(0.2)
4	6272(6)	236	0.92	6278	238	0.59	(6288 ?		0.3(0.1))
							6270(3)	234	1.3(0.2)
5	6248(4)	260	4.18	6255	261	2.88	6246(2)	258	4.18
6	6155(7)	353	0.28	6168	348	0.15	(6.189 ?		0.15(0.1))
7	6142(5)	366	0.98	6150	365	0.70	6162(7)	342	0.3(0.1)
8	6102(5)	406	0.48	6111	405	0.40	6142(3)	362	0.9(0.1)
							6101(3)	403	0.5(0.1)
9	6052(7)	456	0.12				(6075 ?		0.15(0.1))
							6054(5)	450	0.12
10	6012(7)	496	0.09				6011(8)	493	0.15(0.1)
11	5983(5)	525	1.15	5984	531	0.77	5996(8)	508	0.3(0.1)
12	5939(5)	569	0.53	5942	573	0.34	5977(3)	527	1.1(0.2)
				5906	610	0.04	5936(4)	568	0.5(0.1)
13	5878(6)	630	0.40	5880	636	0.26	(5892 ?		0.15(0.1))
							5871(4)	633	0.3(0.1)
14	5835(6)	673	0.26	5841	675	0.14	5831(4)	673	0.2(0.1)
15	5805(7)	703	0.28	5812	704	0.19	5801(4)	703	0.4(0.1)
16?	5785(8)	723	0.0	5787	729	0.09	(5775 ?		0.15(0.1))
17	5767(8)	741	0.11	5766	750	0.09	(5760 ?		0.15(0.1))
							(5740 ?		0.15(0.1))
18a	5709 K	799	1.69	5713	803	0.91	5724(5)	780	0.3(0.1)
18							5707(3)	797	1.3(0.2)
19	5675(8)	833	0.11	5678	838	0.17	5672(4)	832	0.3(0.1)
20?	5642(8)	866	0.10	5654	862	0.10	5646(6)	858	0.2(0.1)
21	5615(6)	893	0.39	5619	897	0.22	5619(4)	885	0.3(0.1)
22	5592(6)	916	0.55	5594	922	0.34	5589(3)	915	0.5(0.1)
23a	5521(5)	987	1.17	5524	992	0.58	5540(6)	964	0.3(0.1)
23							5524(3)	980	0.7(0.1)
24	5492(7)	1016	0.54	5494	1022	0.33	5490(4)	1014	0.6(0.1)
25	5467(7)	1041		5468	1047		5464(6)	1040	
26	5416(8)	1092		5468	1047		5464(6)	1086	
				5402	1114				
27	5390(6)	1118		5388	1128		5390 K	1114	
28	5350 K	1158		5352	1164		5353 K	1151	
29	5304(6)	120		5308	1208		5308(4)	1196	
30	5275(5)	1233		5278	1238		5279(4)	1225	

Fortsetzung der Tabelle I.5: Neutroneneinfang- γ -Energien: Gold

31 5218(6) 1290	5222 1294	5222(4) 1282
32 5198(7) 1310	5210 1315	
33 5170(6) 1338	5175 1341	5172(5) 1332
34 5142 K 1366	5148 1368	5146 K 1358
35 5102(5) 1406	5101 1415	5101(3) 1403
36 5081(7) 1427	5083 1433	5070(4) 1434
	5057 1459	
	5045 1471	
37 5032(6) 1476	5036 1480	5036 K 1468
	5025 1491	
38 4996(6) 1512	4998 1518	4993(5) 1511
39 4954(6) 1554	4954 1538	4954(47) 1550
40 4931(8) 1577	4930 1586	4929(5) 1575
41 4904(7) 1604	4901 1615	4896(5) 1608
42 4888(8) 1620	4889 1627	4884(5) 1620
	4866 1650	
43 4853 K 1655	4854 1662	4852 K 1652
44 4829(7) 1679	4827 1689	4826(5) 1678
45 4801 K 1707	4795 1721	4794(3) 1710
45a	4781 1735	4781(6) 1723
46 4767(8) 1741	4766 1750	4760(5) 1740
47 4731(7) 1777	4733 1782	4725 K 1779
	4727 1788	
48 4689(8) 1819	4682 1834	4679 K 1825
	4658 1857	
49 4639 K 1869	4636 1879	4634(5) 1870
50a	4599 1918	4600 K 1904
50 4587(7) 1921	4587 1929	4581(4) 1923
51 4571(8) 1937	4572 1944	4567(4) 1937
52 4543 K 1965	4540 1976	4536(4) 1968
	4526 1989	
53 4502 K 2006	4505 2011	
	⋮	
	⋮	
	⋮	

I.4 Gold

Auch das Au-Spektrum (Abb.6.5) zeigt eine große Anzahl von Linien; einige müssen auf Grund ihrer Breite als komplex angesehen werden (K). In Tab.I.5 sind zum Vergleich die Energiewerte einer mit einer Auflösung von 0.3% aufgenommenen Compton-Spektrometer - (Gr 65) und einer anderen Ge-Detektor - Messung (Jo 66) zusammengestellt:

- a) Die eigenen stimmen gut mit den Compton-Spektrometer - Werten (Gr 65) überein.
- b) Dagegen ergab die andere Ge-Detektor - Messung (Jo 66) um $\sim 10\text{keV}$ größere Energiewerte.
- c) Einige Doppellinien (18,23,45,50) konnten bei den eigenen Messungen noch aufgelöst werden.
- d) Eine Reihe von sehr schwachen ($I_{\gamma} \approx 0,1\%$) möglichen hoch-energetischen Übergängen wurde zusätzlich gefunden.

Für die hochenergetischen γ -Übergänge ($E_{\gamma} > 5,5\text{MeV}$) wurde auch ein relativer Intensitätsvergleich durchgeführt (Tab.I.6). Normiert wurden die relativ bestimmten Intensitäten auf die Angabe für die Linie stärkster Intensität $I_{E_{\gamma}=6,246} = 4,18$ γ -Quanten/100 Einfänge (nach Gr 65). Die errechneten Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den angegebenen Werten (Gr 65) gut überein, die Intensitäten der Ge-Detektor - Messung (Jo 66) sind im Durchschnitt alle 30% kleiner. ⁺)

Anhang J: Neutroneneinfang in Gold und Tantal

Die Aktivierung pro Energieintervall ΔC ($\sim$ Einfänge/sec eV) wurde nach folgenden Formeln berechnet:

a) Messung ohne Filter:

$$\Delta C = (\mu\delta)_{\text{Au(bzw.,Ta)}} \cdot K_F \cdot F \cdot \Delta\phi \quad (\text{J.1})$$

⁺) Dieser Intensitätsvergleich wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Dr.K.Stelzer durchgeführt; Experimente zur Bestimmung des Niveauschemas von Au^{198} werden z.Zt. von K.Stelzer und F.Barthel am IKF durchgeführt (γ - γ -Koinzidenzmessungen).

b) Messung mit Bor (zw. Cadmium) - Abschirmung:

$$\Delta C^B = \Delta C \cdot e^{-(\mu\delta)_B} \quad (J.2)$$

c) Messung mit zusätzlicher "Eigen"-Abschirmung:

$$\Delta C^{B,Au} = \Delta C^B \cdot e^{-(\mu\delta_x)_{Au}} \quad (J.3)$$

Massenabs.Koeff.: $\mu = \sigma \cdot N$ (cm²/g)

Anzahl der Kerne / g: $N = \frac{N_L}{\text{Mol. Gew.}} \quad (g^{-1})$

$$N_L = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ Kerne/Mol}$$

Absorpt. Querschnitt (Hu 58, Hu 60): $\sigma = f(E_n)$ (barn)

$$(\sigma_B = \sigma_B(E_{th}) \cdot \frac{v_{th}}{v_n} = \frac{120}{\sqrt{E_n}})$$

Massenbelegung: δ (g/cm²)

Massenbelegung der "Eigen"-Abschirmung: δ_x

absorbierende Targetfläche: F (cm²) (auf den Abb. und bei den Rechnungen für interne Targetanordnung ist jeweils die Aktivierung pro cm² angegeben)

Fluß im Energieintervall ΔE_n : $\Delta\Phi = f(E_n)$ (n/cm²sec eV)

Flußabfall im Target durch Selbstabschirmung: K_F

a) bei isotropem Einfall (internes Target): (Be 64: S.242)

$$K_F = \frac{1}{2\mu\delta} \phi_0$$

$$\phi_0 = \phi_0(\mu\delta) = \frac{2\mu\delta}{1} \quad \begin{matrix} \text{für } \mu\delta \rightarrow 0 \\ \mu\delta \rightarrow \infty \end{matrix}$$

daraus folgt für die Aktivierung des internen Targets:

$$\Delta C = (\mu\delta)_{Au} \cdot F \cdot \Delta\Phi \quad \text{für } \mu\delta \rightarrow 0 \quad (J.4)$$

$$\Delta C = \frac{1}{2} \cdot F \cdot \Delta\Phi \quad \mu\delta \rightarrow \infty \quad (J.5)$$

(J.5) besagt, daß bei großer Targetdicke und hohen Einfangsquerschnitt alle auf das Target auftreffenden Neutronen absorbiert werden (s. Abb. 7.13 u. 7.16), der Faktor 1/2 folgt aus der Definition eines isotropen Neutronenflusses ($\Phi = n/\text{sec}$, die eine Kugel des Durchmessers $\phi = 1\text{cm}^2$ durchlaufen).

b) bei senkrechtem Einfall von einer Seite (externes Target):

$$K_F = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta e^{-(\mu x)} dx = \frac{1 - e^{-\mu\delta}}{\mu\delta}$$

$$K_F = \frac{1}{1/\mu\delta} \quad \begin{matrix} \text{für } \mu\delta \rightarrow 0 \\ \mu\delta \rightarrow \infty \end{matrix}$$

daraus folgt für die Aktivierung des externen Targets:

daraus folgt für die Aktivierung des externen Targets:

$$\Delta C = (\mu\delta)_{\text{Au}} \cdot F \cdot \Delta\phi \quad \text{für } \mu\delta \rightarrow 0 \quad (\text{J.6})$$

$$\Delta C = F \cdot \Delta\phi \quad \mu\delta \rightarrow \infty \quad (\text{J.7})$$

(J.7) besagt, daß bei großer Targetdicke und hohem Einfangsquerschnitt der gesamte auf das Target fallende differentielle Neutronenstrom $F \cdot \Delta\phi$ im Target absorbiert wird (s. Abb. 7.14).

Bei (J.1) wurde die Flußdepression in der Umgebung des Targets bei isotropem Fluß vernachlässigt, diese ist aber im Gegensatz zum Flußabfall gering (s. Be 64).

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. E. Schopper, dem Direktor des Instituts für Kernphysik in Frankfurt a. M., danke ich für die Ermöglichung der Arbeit und sein förderndes Interesse.

Herrn Professor Dr. N. Fiebiger danke ich vielmals für die Anregung zu diesen Untersuchungen, für die Betreuung der Arbeit und seine wertvollen Beiträge zur Deutung der Messergebnisse.

Herrn Dr. K. Stelzer danke ich für viele wertvolle Ratschläge, anregende Diskussionen und für die Bereitstellung des Ge-Detektor - Messplatzes.

Fräulein E. Steuer danke ich für ihre große Hilfe beim Anfertigen einiger Zeichnungen und Vervielfältigen der Arbeit.

Herrn N. Kroker, den Herren der Betriebsgruppe des Reaktors und der Werkstatt des Instituts, sowie den Damen und Herren der Elektronik - Abteilung danke ich für viele technischen Unterstützungen.

Literaturverzeichnis

- Ho 50 Hofstadter, R. und McIntyre, J. A., Phys.Rev.79,389,1950
- Gr 57 Green, J. W., Smith, A. J. und Buechner, W. W.,
Phys.Rev.108,841
- Ma 57 Marshak, H. und Newson, H. W., Phys.Rev.106,110
- Co 58 Coté, R. E., LeBlanc, J. M. und Bollinger, L. M.,
Phys.Rev.111,288
- Hu 58 Hughes, D. J. und Schwartz, R. B., BNL 325,1958
- Ke 58 Kennett, T. J., Bollinger, L. M. und Carpenter, R. T.,
Phys.Rev.Let.1,76
- Bl 59 Blatt, J. M. und Weisskopf, V. F., Theoretische
Kernphysik, B.G.Teubner Verlagsgesellschaft,
Leipzig 1959
- Gr 59 Groshew, L. V., Lutsenko, V. N., Demidow, A. M. und
Pelekhov, V. I., Atlas of γ -Ray Spectra from Radiative
Capture of Thermal Neutrons, Pergamon Press, 1959
- He 59 Hertz, G., Lehrbuch der Kernphysik Band II, Physik
der Atomkerne, Edition Leipzig, 1959
- En 60 Enge, H. A., MIT, Science Progress Report, S.98,1960
- Hu 60 Hughes, D. J., Magurno, B. A. und Brussel, M. K.,
Suppl.No 1 to BNL 325, Second Edition, 1960
- La 60 Lane, A. M. und Lynn, J. E., Nucl.Phys.17,563
- La 60a " " Nucl.Phys.17,586
- Mo 60 Morinaga, H. und Ishii, C., Pr.Theor.Phys.23,1,161
- Ba 61 Bartholomew, G. A., An.Rev.of Nucl.Science 11,259
- Be 61 Bergqvist, I. und Starfelt, N., Nucl.Phys.22,513
- Ha 61 Hanle, H., Diplomarbeit Frankfurt/M, 1961
- Be 62 Bergqvist, I. und Starfelt, N., Nucl.Phys.39,353
- Be 62a " " Nucl.Phys.39,529
- Ho 62 Hofmann, D., Diplomarbeit Frankfurt/M, 1962
- Lo 62 Lovas, I., JETP 14,840
- Pr 62 Preston, M. A., Physics of the Nucleus, Addison-
Wesley Publ.Co.,Inc.,Reading Mass., 1962
- Ab 63 Abu-Zeid, H. M., Doktorarbeit Frankfurt/M-Kairo, 1963
- Fi 63 Fiebiger, N. und Hanle, H., IKF - IB 12, 1963
- Gi 63 Giannini, M., Prosperi, D. und Sciuti, S., Nuovo
Cimento 27,1032
- Gr 63 Groshew, L. V., Demidow, A. M., Ivanow, V. A.,
Lutsenko, V. N. und Pelekhov, V. I.,
Izvest.Akad.Nauk SSSR,Ser.Phys.27,1377
- Th 63 Thomson, D. B., Phys.Rev.129,1649
- Wa 63 Wasson, O. A. und Draper, J. E., Phys.Let.6,350

- Be 64 Beckutz, K. H. und Wirtz, K., Neutron Physics, Springer Verlag, Berlin 1964
- Bj 64 Bjerregaard, J. H., Dahl, P. F., Hansen, O. und Sidenius, G., Nucl.Phys.51,641
- Br 64 Brown, G. E., Nucl.Phys.57,339
- Co 64 Coté, R. E., Bollinger, L. M. und Thomas, G. E., Phys.Rev.134,B1047
- Da 64 Daly, P. J., Rook, J. R. und Hodgson, P. E., Nucl.Phys.56,331
- Do 64 Dorchoman, D., Kardon, B., Kisha, G. und Samosvat, G., JETP 19,1067
- Er 64 Erskine, J. R. und Buechner, W. W., Phys.Rev.133,B370
- Ew 64 Ewan, G. T. und Tavendale, A. J., Can.J.Phys.42,2286
- Ge 64 Gersch, H. U., Rudolph, W. und Alexander, K. F., Nucl.Phys.54,405
- Ho 64 Hofmann, D. und Wensel, A., Kerntechnik 6,20
- Ik 64 Ikegami, H. und Emery, G. T., Phys.Rev.Let.13,26
- Ke 64 Kessel, W., IKF- IB 14, 1964
- Sc 64 Schiffer, J. P., Rev.Mod.Phys.36,1065
- Sp 64 Sperduto, A. und Buechner, W. W., Proc. of the II.Int. Conf. on Nuclidic Masses, Vienna 1964, S.289
- St 64 Starfelt, N., Nucl.Phys.53,397
- Wa 64 Wasson, O. A., Wetzell, K. J. und Bockelmann, C. K., Phys.Rev.136,B1640
- Ba 65 Bartholomew, G. A., Earle, E. D. und Gunye, M. R., Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp 1965, paper 43
- Be 65 Bergqvist, I., Lundberg, B., Nilsson, L. und Starfelt, N., Antwerp, paper 130
- Be 65a s.Be 65, Antwerp, paper 28
- Be 65b Bergqvist, I., Biggerstaff, J. A., Gibbons, J. H. und Good, W. M., Antwerp, paper 129
- Ca 65 Catalá, J., Garcia, A., Bolta, J. M., Hinds, S., Marchant, H. und Forest, A. E., Nucl.Phys.74,1
- Cl 65 Clement, C. F., Lane, A. M. und Rook, J. R., Nucl.Phys.66,273
- Cl 65a s.Cl 65, Nucl.Phys.66,293
- Cv 65 Cvelbar, F., Hudoklin, A., Mihailovic, M. V., Najzer, M. und Ramsak, V., Antwerp, paper 160
- Gr 65 Groshew, L. W., Demidow, A. M. und Shadiew, N., Bull.Acad.of Sc. USSR,Phys.Ser.29,5
- Hu 65 Huynh, V. D., deBarros, S., Julien, J., LePoittevin, G., Morgenstern, J. und Samour, C., Antwerp, paper 131
- Hu 65a Huynh, V. D., C E A - R 2810

- Je 65 Jex, H. und Müllner, M., IKF - IB 18, 1965
- Ju 65 Julien, J., deBarros, S., Chevillon, P. L.,
Huynh, V. D., LePoittevin, G., Morgenstern, J.,
Netter, F. und Samour, C., Antwerp, paper 80
- Ke 65 Kernbach, K., Diplomarbeit Frankfurt/M 1965
- Kr 65 Krüger, H., Diplomarbeit Frankfurt/M 1965
- Lu 65 Lundberg, B. und Starfelt, N., Nucl.Phys.67,321
- Ma 65 Mattauch, J. H. E., Thiele, W. und Wapstra, A. H.,
Nucl.Phys.67,73
- Ru 65 Rudolph, W. und Gersch, H. U., Nucl.Phys.71,221
- St 65 Starfelt, N., Proc. of the Int. Conf. on the Study
of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp 1965, S.320
- Wa 65 Wasson, O. A. und Draper, J. E., Phys.Rev.137,B1175
- Wa 65a " " Antwerp, paper 137
- Wa 65b " " Nucl.Phys. 73,499
- Wh 65 White, D. H., Saunders, B. G., John, W. und
Jewell Jr., R. W., Nucl.Phys.72,241
- Be 66 Bergqvist, I., Lundberg, B., Nilsson, L. und
Starfelt, N., Nucl.Phys.80,198
- Hu 66 Hughes, L. B., Kennett, T. J. und Prestwich, W. V.,
Nucl.Phys.80,131
- Jo 66 Johnson, L. V., Hughes, L. B., Kennett, T. J. und
Prestwich, W. V., McMaster Univ. Hamilton, Canada,
Preprint: Nucl.Phys.1966
- Ju 66 Julien, J., deBarros, S., Bianchi, C., Corge, C.,
Huynh, V. D., LePoittevin, G., Morgenstern, J.,
Netter, F., Samour, C. und Vaspel, R., Nucl.Phys.76,391
- Sc 66 Schedl, H., Inst.f.Kernphysik Frankfurt/M, priv.Mitt.
- Sp 66 Spreckelsen, K., Doktorarbeit Darmstadt 1966
- Wa 66 Wasson, O. A. und Draper, J. E., Nucl.Phys.78,576

Lebenslauf

Am 28. Oktober 1935 wurde ich als Sohn des Universitätsprofessors Dr. Wilhelm Hanle und seiner Ehefrau Theodora, geb. Gmelin in Jena geboren.

Von Herbst 1942 bis Frühjahr 1945 besuchte ich die Grundschule in Giessen und trat an Ostern 1946 in das alte Realgymnasium (jetzt Herderschule) ein, wo ich am 2. März 1955 die Reifeprüfung bestand.

Nach meiner Immatrikulation an der Justus Liebig-Universität in Giessen studierte ich dort 6 Semester und legte am 2. Juli 1957 die Vordiplomprüfung für Physik ab. Vom Sommersemester 1958 bis Wintersemester 1962/63 war ich an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt a. M. immatrikuliert. Am 23. Mai 1962 legte ich die Diplomhauptprüfung in Physik ab. Das Thema der Diplomarbeit, die am Institut für Kernphysik unter der Leitung von Herrn Professor Dr. E. SCHOPPER durchgeführt wurde, lautete: "Absolutbestimmung des thermischen und epithermischen Neutronenflusses am FRF mit Goldsonden".

Seit 1. Juli 1963 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik in Frankfurt a. M. tätig. Ich beschäftigte mich am Forschungsreaktor Frankfurt mit Messungen von Neutronenflüssen und mit Einfangreaktionen langsamer Neutronen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen führten zu der vorliegenden Arbeit.

Meine akademischen Lehrer waren:

in Giessen: die Herrn Professoren BERGMANN, BOERNER, DÖRING, EHRLICH, GREINER, HANLE, KROLLPFEIFFER, NEUMANN, SAUR, SCHLÖGL, ULLRICH.

in Frankfurt: die Herrn Professoren BECK, MROWKA, RAJEWSKY, SCHOPPER, SCHÜTZE.

